ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

TOME I. JANVIER 1946. N° 3.

Tome I Janvier 1946 N° 3

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T. S. F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T. S. F.
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE T. S. F.
COMPAGNIE RADIO FRANCE
COMPAGNIE RADIO MARITIME
COMPAGNIE RADIO ORIENT
COMPAGNIE RADIO CINÉMA
LA STÉATITE INDUSTRIELLE
SOCIÉTÉ DES TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

SUR DES APPORTS FRANÇAIS A LA TECHNIQUE DE LA DÉTECTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

Par M. PONTE,

Directeur technique de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil.

I. **Introduction.**

Cet article a pour but de tracer l'historique de l'évolution de la détection électromagnétique à la C. S. F. et à la S. F. R.

La fin de la guerre permet de publier maintenant les divers documents rassemblés dans nos dossiers d'études : les nations anglo-saxonnes font de même; les recherches et les résultats allemands commencent à être connus.

Nous pensons montrer que la contribution française à cette technique n'est pas négligeable. Nous ne prétendons pas avoir tout découvert, ce qui serait puéril, mais les applications spectaculaires du « radar », certaines revendications étrangères de paternité absolue ne doivent pas nous faire oublier que nous avons été en France à l'avant-garde de la détection par ondes décimétriques.

Par les résultats qu'elles exposeront, par leurs photographies d'appareils vieux de plusieurs années mais qui ressemblent à des « radars » récents, les pages qui suivent démontreront que la France ne doit pas être oubliée dans le développement de la détection : les dates parleront d'elles-mêmes.

Nous avons eu pour but d'exposer les faits aussi objectivement que possible. Cependant le lecteur comprendra certainement que nous éprouvions quelques regrets de n'avoir pu toujours disposer des appuis et des moyens qui nous auraient peut-être permis de donner à notre patrie une place prépondérante dans cette technique qui a été l'un des facteurs décisifs de la victoire. Il sentira aussi quel bouleversement nous avons éprouvé lorsque, par deux fois, alors que nous nous sentions bien près de résultats décisifs, nous avons dû détruire nos appareils. Nous n'avons jamais désespéré, en essayant de rester dignes des traditions de notre pays.

Nous avons donc éprouvé une très grande consolation lorsque nos alliés anglais, avec ce sens du « fair play » qui les honore, ont rendu hommage dans certaines publications à l'aide que nous avons pu leur apporter dans la détection, à une heure critique de la guerre. Nos recherches leur ont permis de gagner un temps précieux au moment où les escadrilles allemandes s'envolaient pour tenter en vain d'abattre ceux qui, seuls, avaient relevé le gant. Nous sommes fiers de sentir que, malgré tout, nous les avons fraternellement aidés.

Un enseignement doit encore être dégagé de cet exposé. Certes la technique anglo-saxonne est actuellement arrivée dans la détection à un degré remarquable; pour aller vite, il faut nous inspirer de ses dernières réalisations. Mais ce serait une erreur de négliger pour cela nos propres recherches. Combien de fois avons-nous entendu critiquer avant 1940 notre obstination à employer magnétrons et ondes décimétriques, puisqu'on savait — ou croyait savoir — que les étrangers restaient fidèles aux lampes classiques et, de ce fait, aux ondes supérieures à 50 cm. Sans négliger aucun enseignement, restons fidèles à nous-mêmes et gardons notre originalité.

Enfin, s'il m'est permis d'intervenir personnellement dans cet article, je voudrais exprimer ici que, si j'éprouve une grande fierté d'être à la tête de Laboratoires qui rassemblent bien des chercheurs éminents, il m'est particulièrement agréable de rendre hommage à la magnifique équipe de travailleurs de toute nature qui se sont dévoués à la détection. J'ai suivi personnellement de près ses travaux et voudrais pouvoir citer tous les participants, mais la place me manque. Je tiens cependant à souligner particulièrement l'œuvre de :

M. Henri Gutton, Docteur ès sciences, Chef du Laboratoire des Recherches Physiques, dont le nom se retrouve à chaque étape de ces travaux, sur les tubes ou les appareils.

M. Hugon, Adjoint à M. Gutton depuis le début des recherches.

M. Élie, qui a tenu dans notre équipe une place importante de 1937 à 1941.

M. Berline qui, jusqu'en 1939, a participé aux travaux sur les magnétrons, et a contribué à nos essais de 1942.

M. Hédan, qui a eu le mérite de faire construire et réaliser les appareils dans les conditions les plus ardues.

Nous remercions également de manière particulière les dirigeants de la Compagnie Générale Transatlantique qui, de 1935 à 1939, nous ont procuré les moyens matériels nécessaires à la conduite de nos travaux; M. le Professeur Mesny et M. l'Ingénieur en Chef du G. M. Ragonnet, qui ont suivi nos essais de Brest en 1939 et ne nous ont pas ménagé leurs encouragements.

II. **Origines**.

C'est en avril 1934 que M. Henri Gutton, déjà aux Laboratoires C. S. F., me soumit l'idée d'utiliser les ondes décimétriques pour détecter les obstacles : cette idée reposait sur des expériences faites avec MM. Camille Gutton et Pierret dans la cour de la Faculté des Sciences de Nancy en 1927. Ces essais utilisaient alors un émetteur et un récepteur sur 16 cm avec lampes à champ de freinage; les antennes étaient au foyer de miroirs paraboliques.

Comme il arrive souvent aux précurseurs trop en avance sur leur temps, ces premières observations étaient restées inexploitées.

Les recherches de nos Laboratoires sur les ondes ultracourtes, conduites depuis 1930, par magnétrons (jusqu'à 70 cm) et par lampes à champ de freinage (16 cm) nous avaient apporté en 1934 suffisamment d'expérience pour permettre d'envisager cette fois de résoudre le problème.

Une expérience fortuite vint d'ailleurs confirmer nos premiers espoirs : au cours d'un réglage d'un émetteur à magnétron sur 80 cm muni d'une antenne dirigée à nombre pair de brins, un passage d'ondes se produisit sur 1,60 m, de sorte que le champ était nul dans la direction où il aurait dû être au maximum. On observa cependant une réception intense dont la direction provenait d'obstacles métalliques situés dans le plan de l'antenne, et à une trentaine de mètres de celle-ci : ces obstacles se déplaçaient avec le vent et la réception suivait leurs mouvements.

Nous établîmes le programme des travaux en décidant d'appliquer la détection à la recherche des obstacles en mer.

Nous désirions localiser l'obstacle par des méthodes analogues à celles de l'optique, par projecteurs explorant l'espace situé à l'avant du bateau : il y avait donc intérêt à avoir des faisceaux fins pour des miroirs aussi petits que possible.

C'est cette orientation vers des applications maritimes qui a marqué toutes les recherches de la C. S. F.; nous avons, dès le début, employé les ondes décimétriques en cherchant à résoudre tous les problèmes avec ces ondes.

Les travaux du Laboratoire mettaient à notre disposition :

— Sur 80 cm, des émetteurs à magnétrons de quelques watts utiles, avec récepteurs à réaction par lampe à champ de freinage;

— Sur 16 cm, des émetteurs à lampe à champ de freinage de quelques dixièmes de watt utiles, avec récepteurs à réaction ou superréaction par champ de freinage.

1935.

Des équipements furent installés à bord de l'*Oregon*, de la Compagnie Générale Transatlantique.

a. Les émetteurs étaient à émission modulée continue. Sur 80 cm, les antennes donnaient des ouvertures très larges (90°).

b. Sur 16 cm, émetteur et récepteur étaient munis de miroirs cylindro-paraboliques donnant des faisceaux de ± 10° environ pour champ moitié du maximum.

Les observations se faisaient au casque.

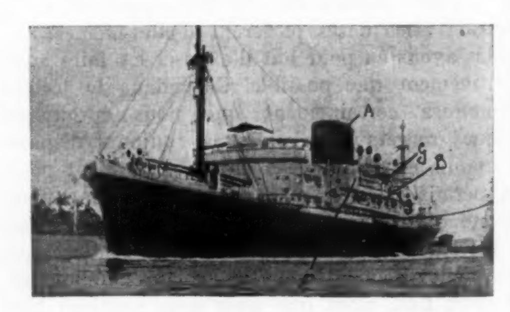


Fig. 1. — Emplacement des appareils sur l'*Orégon*, avril 1935.

A la même époque également, des observations faites sur des échos sur avions sur ondes métriques nous montrèrent l'intérêt de ces ondes pour la

détection éloignée. Nous établissions alors le 10 mars 1935 une « Note sur le repérage d'objets mobiles par ondes ultracourtes et sur ses applications immédiates à la Défense Nationale », note confidentielle destinée aux Services de la Défense Nationale. La détection éloignée était faite à l'aide d'ondes de 4 à 6 m, avec des puissances de plusieurs kilowatts en crête. La mesure de la distance totale émetteur-avion-récepteur était prévue; la localisation exacte des obstacles était donnée par l'emploi de bases d'émetteurs et de récepteurs et nous escomptions une détection jusqu'à 100 km (ce que l'expérience actuelle a démontré trop optimiste). Des bases terrestres et des bases maritimes étaient envisagées.

La détection rapprochée était prévue sur 10-100 cm.

Cette note n'eut pas de suite et nous continuâmes nos essais plus modestes à bord de l'*Orégon*.

5-6 avril 1935.

Les essais furent faits en vue de Dunkerque, dans la rade, en dehors d'elle et en vue de Rotterdam.

Sur 80 cm, rien de concluant ne put être obtenu, par suite de la réception directe émetteur-récepteur, trop intense.

Sur 16 cm, les appareils purent être disposés à 3 ou 4 m l'un de l'autre sans qu'il y eût de réception en pleine mer.

Au contraire, la côte, à 1,5-3 km, donnait des échos intenses et put être suivie jusqu'à 8-10 km (Rotterdam); on pouvait déjà apprécier l'influence de la hauteur des obstacles : dunes, hangars, maisons, etc. En pleine mer, un petit vapeur fut détecté à 5 km environ.

6-13 juillet 1935.

Ces essais furent confirmés par d'autres expériences entreprises en juillet 1935, avec le même matériel sur 16 cm, près de Saint-Nazaire, en observant des bateaux dans la passe des Charpentiers. Le récepteur et l'émetteur étaient à une centaine de mètres l'un de l'autre, séparés par une dénivellation qui arrêtait toute réception directe.

On observa des échos très nets sur plusieurs bateaux jusqu'à 3 km; la nature fluctuante des signaux fut remarquée. Des bouées métalliques délimitant la passe étaient également détectées à des distances analogues.

La rotation des miroirs permettait de donner la direction des obstacles à quelques degrés près.

Enfin, ces premiers essais, joints à d'autres recherches de propagation, confirmèrent l'intérêt des ondes décimétriques sur mer par l'observation de franges d'interférences entre rayonnement incident et rayonnement réfléchi. Une frange noire existe ainsi à la surface de la mer et la première frange blanche est d'autant plus basse que la longueur d'onde est plus faible.

Août-décembre 1935.

Les résultats précédents permirent de préciser les caractéristiques d'une installation de détection placée sur *Normandie*. Ce projet fit quelque bruit dans la presse française (22 août 1935, *Petit Journal*, *Écho de Paris*).

Dans le problème posé, il s'agissait d'abord de déceler un obstacle jusqu'à 10 km maximum, puis de suivre, même grossièrement, son gisement par

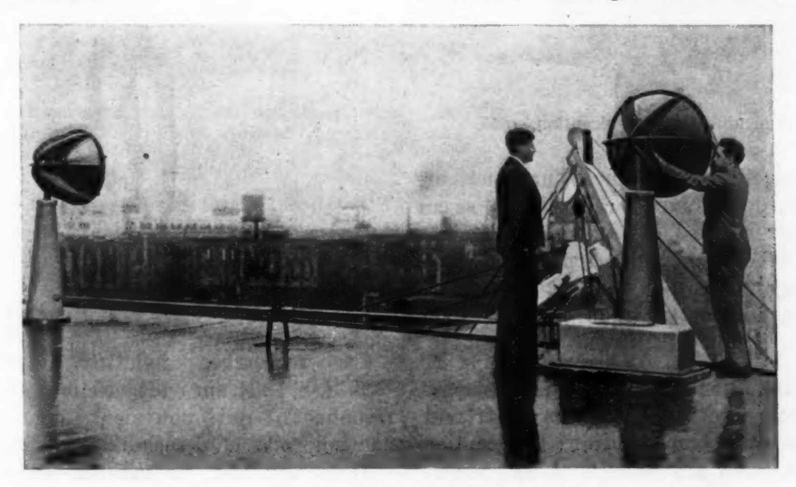


Fig. 2. — Les projecteurs de *Normandie*, 1935.

rapport à l'axe du navire. La mesure de la distance aurait été profitable et le système à impulsions déjà employé pour mesurer la hauteur des couches ionisées, était tout indiqué dans ce but : mais nous ne disposions pas à ce moment de générateur à impulsions sur 16 cm.

Le matériel se composait donc :

— D'un émetteur sur 16 cm à lampe UC 16 (quelques dixièmes de watt utiles trait continu modulés à 800 p);

— D'un récepteur à réaction à UC 16, avec casque et lampe de signalisation;

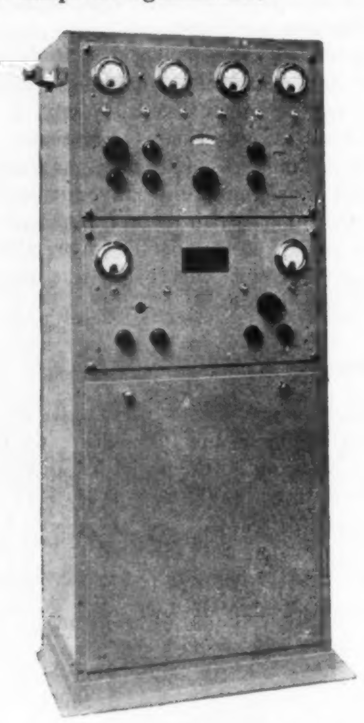


Fig. 3. — Le meuble émission-réception, 1935.

— De deux miroirs paraboliques, l'un émetteur, l'autre récepteur, de distance focale égale à 12 cm et de 85 cm d'ouverture. Les deux miroirs étaient couplés mécaniquement et entraînés par un mouvement de balayage de 40° de part et d'autre de l'axe, par commande automatique ou à la main après débrayage.

Les résultats furent analogues à ceux déjà observés dans les expériences précédentes, mais ils montrèrent que l'exploitation était trop délicate : la réception directe, due aux lobes des miroirs et aux superstructures du bateau, donnait un signal, fonction de la position des miroirs, auquel se superposaient les signaux d'échos.

Il devenait nécessaire d'employer la méthode des impulsions qui élimine l'effet des obstacles rapprochés et permet, du même coup, la mesure de la distance.

1936-1937.

Pour obtenir une réception plus intense, il fallut chercher un émetteur approprié, fournissant plus de puissance que l'UC 16; il était également nécessaire de construire un récepteur plus stable qu'un récepteur à réaction.

On rechercha un générateur équipé avec des magnétrons, étudiés par C. S. F. depuis 1932. En même temps, était étudié un récepteur superhétérodyne sur 16 cm, avec hétérodyne locale à UC 16 et indicateur cathodique pour la mesure de la distance.



Fig. 4. — Magnétron 1937.

Les recherches aboutirent aux magnétrons C. S. F.-S. F. R. sur ondes décimétriques, à segments résonnants, qui pouvaient donner en régime continu 10 W et descendre jusqu'à 8 cm (7 W).

Dans ce tube, la cathode est entourée d'un ensemble de circuits oscillants.

Le matériel installé sur *Normandie* fut ainsi modifié par l'emploi à l'émission d'un magnétron sur 16 cm émettant en permanence une porteuse modulée en impulsions par une fréquence intermédiaire de 30 Mc; le récepteur à réaction par U. C. 16, comportait une amplification sur 30 Mc.

Les essais sur *Normandie* furent ainsi continués et des résultats rassemblés, en même temps qu'on accumulait des résultats d'exploitation, notamment pour les systèmes mécaniques d'entraînement, soumis à des conditions extrêmement dures sur un bateau aussi rapide que *Normandie*.

Divers projets furent également établis pour la Marine nationale qui s'intéressait à ces travaux.

Ces divers essais montrèrent la nécessité d'équiper une station expérimentale fixe de détection, car les obligations des horaires de départ des divers navires équipés (*Normandie*, *Ville d'Ys*) amenaient trop de pertes de temps.

1938.

Au début de 1938, une station d'essais expérimentale fut donc établie au Havre, à Sainte-Adresse, dans un bungalow qui donnait sur la passe.



Fig. 5. — Matériel mobile essayé durant des essais préliminaires à l'installation de Sainte-Adresse, 1937.

Le matériel suivant y était installé :

— Un émetteur à impulsions à magnétrons (puissance de crête 10 W), 16 cm avec fréquence intermédiaire de 3 Mc. Durée : 6 microsec;

— Un récepteur soit à réaction, soit superhétérodyne. L'indicateur cathodique était à balayage 1 cm/km. Une indication audible à 800 p était ajoutée;

— Deux miroirs paraboliques de 12 cm de foyer et 1 m de diamètre : un pour l'émission, l'autre pour la réception.

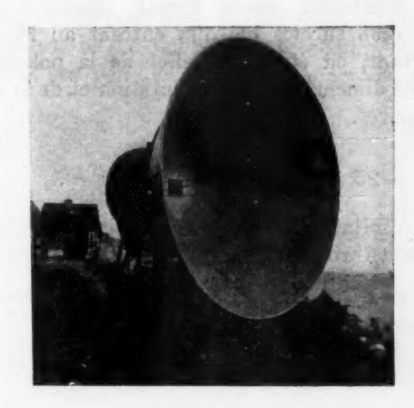


Fig. 6. — Un projecteur de Sainte-Adresse, 1938.



Fig. 7. — Installation de Sainte-Adresse, 1938-1939.

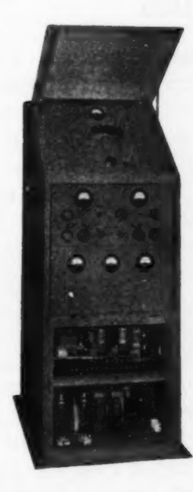


Fig. 8. — Meuble de détection de Sainte-Adresse, type *Normandie*, 1938.

De nombreux essais furent effectués depuis juillet 1938 sur les bateaux entrant au Havre ou en sortant, en étudiant l'effet de la polarisation, celle des dimensions, de l'orientation et de la nature des navires.

1939. — 25 mars 1939.

Les résultats atteints, résumés dans une journée de démonstrations officielles, peuvent se ramener à :

— des détections jusqu'à 8 km sur bateaux de moyenne importance (Rouen). Exemple : cargo de 3000 t à 6 km;

— des échos sur barques de pêche jusqu'à 3 km environ;

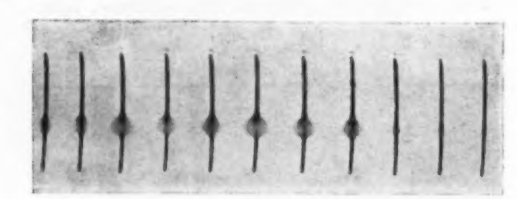


Fig. 9. — Échos donnés par le passage à 3 km d'un cargo dans le champ, 1938.

— la direction était donnée, à quelques degrés près, par l'orientation des miroirs;

— la distance était mesurée à 2 ou 300 m près, la forme des impulsions n'étant pas encore parfaite;

— l'intensité des échos dépendait fortement de l'orientation du navire détecté.

31 mai-16 juin 1939.

Un nouveau magnétron sur $\lambda = 16$ cm a été étudié : il est toujours du type à segments résonnants, mais à filament thorié; les pointes de tension anodique sont portées de 800 à 2000 V, de sorte que la puissance de crête utile est portée à 50 W.

Les impulsions transmises au magnétron, sans fréquence intermédiaire, par tube à vide, avaient une forme voisine du rectangle et une diode de mélange spéciale avait été construite pour le récepteur.

Les détections observées sur navires de guerre entrant au Havre sont excellentes, y compris celles des sous-marins naviguant en surface. Les détections sont encore confortables à 8,5 km sur cargos ou pétroliers de 6000 t environ. Enfin, il est montré que l'appareil permet d'observer plusieurs navires à la fois, par exemple un contre-torpilleur à 2,5 km, un petit cargo à 5 km et un croiseur à 7 km. Le pouvoir séparateur de l'appareil était de 300 m, la précision de la mesure des distances était de 100 m. Les gisements n'étaient évalués qu'à quelques degrés près par rotation des miroirs.

Un nouvel appareil pour la marine marchande fut mis en construction sur les bases précédentes.

Juin-septembre 1939.

Après ces essais, la Marine nationale nous demanda des essais de télémétrie à Brest, à la pointe Saint-Mathieu.

En même temps, elle nous demandait de prendre le problème de la détection d'avions.

Celui-ci posait la question de la recherche d'avions à grande distance, alors insoluble avec les puissances en ondes décimétriques dont nous disposions.

Des essais furent faits dans la région de Paris avec un émetteur sur $\lambda = 3$ m de 25 kW utiles en crête (Levallois) et un récepteur à Suresnes. Les essais faits le 14 juillet sur les avions du défilé de la Fête Nationale furent encourageants, mais les échos terrestres étaient fort gênants avec ces ondes.

Une installation de détection sur avions fut entreprise à Brest, à un emplacement voisin de celui du télémètre décimétrique pour navires.

Septembre 1939-juin 1940.

Après la déclaration de guerre, il fut décidé que l'installation de détection d'avions serait faite à Paris, mais que le télémètre décimétrique, destiné à *Normandie*, serait expérimenté à partir de la côte dans la région de Brest.

Après des essais de vérification à Saint-Nom-la-Bretèche, durant lesquels des échos d'avions furent observés à 2 km, l'appareil fut installé à la Pointe Saint-Mathieu. Il était analogue à celui des essais de juin 1939, mais avec miroirs de 1,20 m; les essais furent entrepris sur toutes sortes de bateaux : pinasses, sous-marins en surface, cargos, navires de guerre.

On peut résumer les essais de portée comme suit :

— Les navires de 1000 t (avisos), à 5 km, saturaient le récepteur lorsqu'ils étaient perpendiculaire à l'axe des paraboles; l'amplitude de leurs échos diminuait très rapidement en position oblique, mais elle était encore suffisante pour être visible à l'oscillographe;

— Les torpilleurs donnaient de bons échos à 7,5 km lorsqu'ils étaient en position normale;

— Les contre-torpilleurs (3000 t) en bonne position

saturaient le récepteur à 6500 m; en position oblique, ils étaient encore visibles à 7500 m;

— Des voiliers étaient détectés à 2 km; des pinasses à 2,5 km;

— Un sous-marin en surface à 5 km donnait des échos d'amplitude très variable (zéro à saturation);

— Les vagues donnaient, entre 1000 et 2000 m des échos à clignotements saccadés différents de ceux observés sur d'autres obstacles.



Fig. 10. — Télémètre décimétrique en essais. Septembre 1939.

Ces essais montrèrent également une particularité intéressante : les rochers et balises situés dans le champ de l'appareil étaient bien détectés, ce qui ouvrait la voie aux applications de la détection à l'hydrographie et au balisage.

Avions.

Une installation de détection d'avions fut installée à Sannois, près de Paris. Elle comprenait :

— Un détecteur éloigné sur $\lambda = 3$ m, W crête utile 25 kW environ;

— Un détecteur décimétrique rapproché sur $\lambda = 16$ cm. Il était muni de deux miroirs de 3 m environ de diamètre, montés sur un châssis qui pouvait être entraîné à une vitesse angulaire inférieure ou égale à 8°/sec (1).

Le diagramme était déjà très fin, mais la précision angulaire, en même temps que le champ, étaient augmentés par l'emploi d'une antenne tournante :



Fig. 11. — Les projecteurs de Brest, octobre-décembre 1939.



Fig. 12.



Fig. 13. — Installation du détecteur à la Pointe Saint-Mathieu, octobre-décembre 1939.

on obtenait ainsi un faisceau plat tournant autour de l'axe des miroirs, explorant l'espace encore plus rapidement que ne pouvaient le faire les miroirs

(1) Système Saint-Chamond-Granat.

eux-mêmes. La précision angulaire escomptée était de l'ordre du degré.



Fig. 14. — Émetteur de Sannois, fin 1939.

Les premiers essais effectués en décembre 1939-janvier 1940 montrèrent que la puissance devait



Fig. 15. — Les projecteurs de Sannois, janvier 1940.

être considérablement accrue, pour les ondes décimétriques comme pour les ondes métriques.

Mais parallèlement aux recherches précédentes, nous avions poursuivi activement nos études de magnétrons. Il s'agissait d'augmenter leur puissance de crête, en même temps que leur durée, trop réduite avec des filaments. En avril 1940, un magnétron à cathode à oxydes fut construit, qui donnait une puissance utile de crête voisine de 500 W.

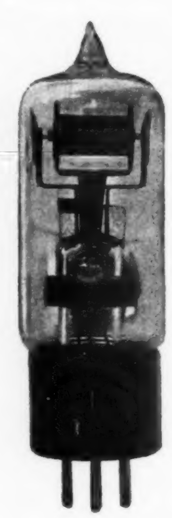


Fig. 16. — Magnétron à oxydes, à segments résonnants (fin 1939).

En accord avec les autorité françaises, des exemplaires de ce tube furent remis aux chercheurs anglais le 9 mai 1940.

Les recherches se poursuivaient et les appareils étaient en cours de modification lors des événements de juin 1940. Les parties essentielles des appareils furent détruites..., alors que les troupes allemandes étaient bien proches de Sannois.

Septembre 1940-1941.

L'étude des magnétrons fut poursuivie en laboratoire, de manière occulte, et la puissance portée à 4 kW sur 16 cm par augmentation de la tension. La technique des guides et cornets était développée, théoriquement et pratiquement.

En 1941, la Marine reprit le problème et nous demanda d'établir un détecteur qui serait essayé à Toulon.

L'appareil avait les caractéristiques suivantes :

— Émetteur à magnétrons 16 cm/W, crête 4 kW. Impulsions de 1 μ : sec;
— Récepteur superhétérodyne, avec indicateur cathodique. Balayage en zigzag pour augmenter le développement du balayage. Un spot lumineux déplaçable sur cette ligne, permet la mesure exacte de la distance et sa transmission,
— Un cornet émetteur et un cornet récepteur, chacun rectangulaire de 80×60 cm environ.

Le meuble de commande et d'observation complet mesurait 1,20×0,70×0,40 m.

L'ensemble du meuble et de ses cornets constituait une cabine portée par un affût de projecteur.

Les appareils furent envoyés clandestinement, par morceaux de Paris à Toulon, où ils furent installés dans la presqu'île de Saint-Mandrier, près de la batterie de ce point.

1942. — 10-25 août.

Après plusieurs essais, des démonstrations eurent lieu du 10 au 25 août. Les résultats furent les suivants :

— le *Dupleix* était détecté à 24,800 km;
— l'*Algérie* à 25,700 km;
— les torpilleurs, jusqu'à 18 km.

Durant des essais de « commando » effectués la nuit, l'approche des bateaux fut détectée et l'alerte donnée par l'appareil : les baleinières de débarquement furent détectées à 5-6 km.

La précision des mesures de distance était de 25 m environ, meilleure que celle de la base de géodésie de 15 km.

Les mesures d'angle étaient encore assez grossières, puisqu'elles n'utilisaient que l'acuité des faisceaux : 2 à 3°.

Septembre-novembre 1942.

Après ces essais, on entreprit la construction de deux types d'appareils :

— Un détecteur de surface pour navires (tourelle);
— Un détecteur de surveillance de côte, en coupole.

Des essais de perfectionnement de la mesure des angles furent poursuivis. Divers systèmes furent prévus; finalement, on s'arrêta à l'emploi de la comparaison des signaux reçus (ou émis) par un ensemble de deux cornets en phase ou en opposition. Les aériens se composaient ainsi de trois



Fig. 17.

cornets. En comparant sur indicateur oscillographique propre les réceptions, on peut déterminer la direction à mieux que 15 minutes.



Fig. 18. — Les cornets du détecteur d'octobre 1942.

C'est sur ces entrefaites que survinrent les événements de novembre 1942. Les appareils furent détruits; les documents en notre possession furent dispersés ou brûlés.

Après novembre 1942.

Les essais de détection réels ne purent plus être poursuivis, mais les études en laboratoire continuèrent clandestinement sur les tubes comme sur les appareils, et divers systèmes furent construits, dont le développement se poursuit, en pleine liaison avec les services de la Défense Nationale française, sous la coordination du C. C. T. I. et du C. N. E. T.

BIBLIOGRAPHIE.

Publications de la C. S. F. sur la détection.

Les publications sur la détection ont été peu nombreuses, par suite de la nature des applications de cette technique.

Bulletin de la Société française radioélectrique, août-sept.-oct. 1935.

Bulletin de la Société française des Électriciens (Élie, H. Gutton, Hugon et Ponte, avril 1939; Communication de M. H. Gutton du 10 janvier 1939).

Société des Radioélectriciens (Conférence de M. H. Gutton du 9 avril 1939 : *Sur la production d'ondes décimétriques de grande puissance, applications à la détection d'obstacles*).

Bulletin technique du Bureau Veritas (*Détecteur d'obstacles pour la navigation sans visibilité*, H. Gutton, février 1939).

Notice descriptive S. F. R. pour la Marine nationale (Élie, *Détecteur d'obstacles S. F. R.*, janvier 1940).

OSCILLATIONS CARACTÉRISTIQUES DES SOLIDES CONDUCTEURS ET DES CAVITÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

Par P. NICOLAS,

Ingénieur-Conseil.

Sommaire. — *On étudie les oscillations périodiques d'un solide conducteur ou d'une cavité électromagnétique, dans le cas de surfaces de forme quelconque.*

On montre qu'il existe un certain nombre de types d'oscillations privilégiés, conduisant à des relations particulièrement simples entre les champs et les courants.

Il n'existe pas en général de relation géométrique entre les distributions de courant correspondant à deux modes caractéristiques différents. Il n'y a donc pas en général, sur une surface quelconque, de coordonnées privilégiées conduisant à des relations simplifiées entre les champs et les courants.

Les distributions de courant correspondant aux oscillations libres sont étroitement liées aux modes caractéristiques.

Lorsqu'on utilise un résonateur creux ou un solide conducteur, c'est presque toujours au voisinage d'une de ses fréquences d'oscillation libre. Aussi peut-on considérer qu'à ce moment l'un des modes caractéristiques de distribution est prépondérant et que les propriétés qui viennent d'être mentionnées s'appliquent pratiquement à la totalité des courants.

Tous ces résultats ont été obtenus en partant du théorème de réciprocité de l'électromagnétisme.

I.

Autant que nous le sachions, il n'a pas été proposé jusqu'ici de théorie d'ensemble de la résolution des équations de l'électromagnétisme, pour des solides conducteurs ou des cavités électromagnétiques de forme géométrique arbitraire.

L'objet de ce travail est d'essayer de combler cette lacune, au moins partiellement, en montrant l'origine commune des différentes solutions connues et leurs propriétés essentielles.

Le problème fondamental de l'électromagnétisme, dans ses applications à la radioélectricité, peut s'énoncer comme suit :

Étant donnée une distribution imposée de sources ou de champs et un système de conducteurs passifs, parfaits ou non, trouver la distribution des courants induits par les sources dans ces conducteurs. Déterminer ensuite le champ total résultant qui se compose du champ imposé, souvent appelé « champ primaire », et du champ secondaire ou champ de réaction des courants induits.

La seconde partie du problème est — théoriquement — assez facile, les champs secondaires étant calculables au moyen de la théorie des potentiels retardés, quand les courants induits sont connus. La première l'est beaucoup moins. Dans les cas où une solution est connue, cette solution a été obtenue en écrivant les équations de Maxwell sous une forme en rapport avec les coordonnées utilisées, coordonnées dont le choix doit être fait convenablement suivant la forme des surfaces limitant les conducteurs. Les équations aux dérivées partielles ainsi obtenues sont intégrées ensuite au moyen d'artifices plus ou moins ingénieux, la difficulté principale du problème résidant en ce que, contrairement à ce qui se passe dans le cas de l'électrostatique ou de l'acoustique, on n'a pas affaire à un problème scalaire, mais à un problème vectoriel; l'équation de propagation des ondes étant bien vérifiée par les composantes cartésiennes des champs électriques et magnétiques, mais non par les composantes en coordonnées curvilignes que l'on est obligé d'employer pour tenir compte de la forme de la surface des conducteurs. Si l'on s'impose, par exemple, une distribution donnée du champ électrique tangentiel à la surface des conducteurs, on ne peut recourir à un procédé simple comme celui de la fonction de Green pour

trouver la distribution de courant correspondante, les composantes du champ en coordonnées curvilignes ne vérifiant généralement pas *séparément* une équation aux dérivées partielles donnée.

Nous allons essayer de montrer comment on peut, au moyen du puissant instrument que nous fournit la théorie des équations intégrales, préciser au moins certaines propriétés des solutions.

II. — Équations générales.

Nous supposerons, pour fixer les idées, que la surface conductrice, limitant le solide ou la cavité, est simplement connexe. Dans le cas du solide, c'est l'espace extérieur qui constitue le domaine où les champs électromagnétiques sont à considérer; dans le cas de la cavité, ce sera l'espace intérieur.

Nous emploierons des coordonnées curvilignes orthogonales (u_1, u_2, u_3) telles que la surface du conducteur soit caractérisée par

$$u_3 = a = \text{const.} \tag{1}$$

Le carré de l'élément de longueur s'écrira

$$ds^2 = h_1^2\,du_1^2 + h_2^2\,du_2^2 + h_3^2\,du_3^2. \tag{2}$$

Quelle que soit la forme des surfaces données, on peut toujours définir un grand nombre de tels systèmes de coordonnées orthogonales.

Pour définir les coordonnées, s'il s'agit d'un solide conducteur, on pourra imaginer, par exemple, que le solide est chargé électrostatiquement à un potentiel quelconque différent de zéro, le potentiel de l'infini étant nul. Dans ce cas, un système naturel de coordonnées sera formé, pour les surfaces $u_3 =$ const., par les surfaces équipotentielles extérieures au solide. Pour les deux autres coordonnées, on pourra prendre, comme lignes (u_1 variable, u_2 variable), les lignes de courbure principales de la surface du conducteur et leur faire correspondre, par l'intermédiaire des lignes de force électriques qui sont orthogonales aux surfaces u_3, les points du reste de l'espace extérieur, en convenant, si l'on veut, que les points reliés par la même ligne de force correspondent aux mêmes valeurs de u_1 et u_2.

Le système des coordonnées ainsi défini est en quelque sorte un système *naturel* dans lequel les équations se présenteront probablement sous une forme plus simple, mais il est clair qu'il en existe une infinité d'autres possibles.

S'il s'agit d'une cavité, on ne peut immédiatement utiliser le même procédé pour définir un système de coordonnées privilégié, parce que, si l'on charge la paroi de la cavité à un potentiel donné, le potentiel à l'intérieur de la cavité est constant en l'absence d'autres conducteurs intérieurs. On pourrait imaginer — uniquement pour définir un système de coordonnées — que la paroi de la cavité soit au potentiel zéro et que l'on introduirait, dans l'intérieur de la cavité, une surface idéale portée à un potentiel différent de zéro; on définirait comme précédemment les surfaces $u_3 =$ const. Dans les cavités de forme simple, on se basera le plus souvent sur des considérations de symétrie géométrique pour le choix des coordonnées.

Dans le cas général h_1, h_2, h_3 dépendent chacun des trois coordonnées u_1, u_2, u_3.

Cela posé, désignons par $E_1E_2E_3$, $M_1M_2M_3$ les composantes des champs électrique et magnétique suivant les trois coordonnées. Désignons par S la surface du conducteur. Si l'on a disposé, à l'extérieur du solide ou à l'intérieur de la cavité, un système de sources, l'existence de celui-ci se traduira, le long de la surface du conducteur, par un champ électrique tangentiel

$$E_1(u_1, u_2, a), \quad E_2(u_1, u_2, a).$$

Si le conducteur est parfait, le champ électrique tangentiel total est nécessairement nul. Donc le champ de réaction produit par les courants induits à la surface du conducteur sera égal en grandeur et opposé à (E_1, E_2).

Si le conducteur n'est pas parfait, il n'y a pas en général de relation rigoureuse simple correspondant à la précédente, entre le champ primaire et le champ induit. Mais l'on peut, sous des hypothèses très générales et dans tous les cas pratiques, écrire une relation simple sous la forme suivante :

Désignons :

Par (E_1, E_2) le champ primaire.

Par ($-E'_1, -E'_2$) le champ secondaire (ou induit).

Par (i_1, i_2) la densité *linéaire* de courant à la surface du conducteur.

Cela veut dire que le courant est purement superficiel, ou tout au moins ne pénètre que très peu dans le conducteur et que le courant total parallèle à la direction « u_1 variable » qui traverse l'élément de longueur h_2du_2 de la ligne coordonnée « u_2 variable » a pour valeur

$$i_1 h_2\,du_2,$$

et, de même, pour l'autre ligne coordonnée

$$i_2 h_1\,du_1.$$

On admettra que

$$(3)\quad \begin{cases} (E_1 - E'_1) = \mathfrak{X} i_1, \\ (E_2 - E'_2) = \mathfrak{X} i_2, \end{cases}$$

ce qui revient à dire qu'il existe une « conductivité superficielle » $\frac{1}{\mathfrak{X}}$.

Une hypothèse équivalente a été présentée sous une autre forme par M. Bernier [1]. Elle s'écrit, en notations vectorielles,

$$(4)\quad \operatorname{rot} \vec{E} = k \vec{E} \times \vec{n},$$

$\vec{E}$ étant le champ électrique dans l'espace vide et $\vec{n}$ un vecteur unité dirigé normalement à la surface conductrice, k une constante dépendant de la fréquence et de la conductivité de la matière. Il est facile de voir [1] que les relations (3) et (4) sont équivalentes. Et l'on a

$$(5)\quad \mathfrak{X} = \sqrt{\frac{4\pi j \mu\omega}{\sigma}},$$

où l'on désigne par :

μ, la perméabilité magnétique de la matière (U. E. M.);
ω, la fréquence angulaire (radians/seconde);
σ, la conductivité électrique (U. E. M.);
$j = \sqrt{-1}$.

Dans l'expression (5), il faut évidemment choisir pour $\mathfrak{X}$ celle des racines de j qui a une partie réelle positive. Il est facile de voir que $\mathfrak{X}$ a les dimensions physiques d'une résistance (et non d'une résistivité, comme on pourrait le croire). Cela tient à ce que l'expression de $\mathfrak{X}$ comprend implicitement l'hypothèse d'un conducteur d'épaisseur finie, épaisseur dépendant seulement de μ, σ, ω. Écrire les relations (3), (4) et (5) revient à supposer que la distribution réelle de courant à l'intérieur du conducteur est remplacée par une couche de courant d'épaisseur uniforme, ne dépendant que de la matière et de la fréquence, et non de la forme du conducteur.

Considérons maintenant un élément de courant de longueur ($h_1 du_1$, $h_2 du_2$) situé au point de coordonnées (u'_1, u'_2, u'_3). Le champ électrique élémentaire créé au point de coordonnées (u_1, u_2, u_3) par cet élément de courant a, en négligeant le facteur de temps $e^{j\omega t}$ commun à tous les termes, pour composantes tangentielles

$$(6)\quad \begin{cases} dE'_1 = H_{11}(u_1, u_2, u_3; u'_1, u'_2, u'_3) \\ \qquad \times i_1 h_1(u'_1, u'_2, u'_3) h_2(u'_1, u'_2, u'_3) du'_1 du'_2 \\ \quad + H_{12}(u_1, u_2, u_3; u'_1, u'_2, u'_3) \\ \qquad \times i_2 h_1(u'_1, u'_2, u'_3) h_2(u'_1, u'_2, u'_3) du'_1 du'_2, \\ dE'_2 = H_{21}(u_1, u_2, u_3; u'_1, u'_2, u'_3) \\ \qquad \times i_1 h_1(u'_1, u'_2, u'_3) h_2(u'_1, u'_2, u'_3) du'_1 du'_2 \\ \quad + H_{22}(u_1, u_2, u_3; u'_1, u'_2, u'_3) \\ \qquad \times i_2 h_1(u'_1, u'_2, u'_3) h_2(u'_1, u'_2, u'_3) du'_1 du'_2. \end{cases}$$

Changeant de notations et supposant maintenant $u_3 = u'_3 = a$, nous poserons pour abréger

$$(7)\quad \begin{cases} dE'_1 = A(x, y) i_1 \, dy + B(x, y) i_2 \, dy, \\ dE'_2 = B'(x, y) i_1 \, dy + C(x, y) i_2 \, dy, \end{cases}$$

avec

$$dy = h_1(u'_1, u'_2, a) h_2(u'_1, u'_2, a) du'_1 du'_2,$$

en désignant par x l'ensemble des coordonnées (u_1, u_2, a) et par y l'ensemble des coordonnées (u'_1, u'_2, a). (A, B, B', C) sont des fonctions non seulement des coordonnées, mais encore de ω.

Si maintenant nous considérons une distribution de courant (i_1, i_2) répartie sur toute la surface S du conducteur, le champ électrique tangentiel total induit au point (u_1, u_2) sera donné par

$$(8)\quad \begin{cases} E'_1 = \int_S [A(x, y) i_1(y) + B(x, y) i_2(y)] \, dy, \\ E'_2 = \int_S [B'(x, y) i_1(y) + C(x, y) i_2(y)] \, dy, \end{cases}$$

le signe $\int_S$ représentant une intégrale double étendue à toute la surface S du conducteur.

Portant les valeurs de E'_1 et de E'_2 tirées de (8) dans les relations (3), on obtient

$$(9)\quad \begin{cases} \mathfrak{X} i_1(x) + \int_S \{ A(x, y) i_1(y) \\ \qquad + B(x, y) i_2(y) \} \, dy = E_1(x), \\ \mathfrak{X} i_2(x) + \int_S \{ B'(x, y) i_1(y) \\ \qquad + C(x, y) i_2(y) \} \, dy = E_2(x). \end{cases}$$

Le système fondamental d'équations intégrales (9) définit la distribution de courant (i_1, i_2) cherchée.

Les fonctions A, B, B', C peuvent théoriquement se calculer au moyen des potentiels retardés. Elles présentent certaines propriétés qui se déduisent du théorème de réciprocité de l'électromagnétisme. On voit facilement que

$$(10)\quad \begin{cases} A(x, y) = A(y, x), \\ B'(x, y) = B(y, x), \\ C(x, y) = C(y, x). \end{cases}$$

[1] J. Bernier, *La théorie des cavités électromagnétiques* (Thèse de doctorat, Fac. des Sc. de Paris, 1944).

La résolution d'un système d'équations intégrales tel que (9) serait en général un problème fort difficile, si les fonctions A, B, B', C étaient quelconques. Mais heureusement, ces fonctions ne sont pas indépendantes, puisqu'elles sont liées par les relations (10). Grâce à ce fait, on va pouvoir exprimer la solution du système (9) en i_1 et i_2 au moyen de deux ensembles de fonctions normales, comme on le fait au moyen d'un seul ensemble dans le cas de l'équation de Fredholm du type ordinaire.

III. — Existence et propriétés des oscillations caractéristiques.

La résolution du système (9) pourrait être entreprise sur des bases mathématiques purement formelles. Mais, pour mieux comprendre l'origine des solutions, il n'est peut-être pas inutile d'envisager d'abord le problème sous un aspect physique.

Supposons d'abord, pour simplifier,

$$\mathfrak{X} = 0 \qquad \text{(conducteur parfait)}.$$

Les équations (9) prennent la forme

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} &\int_S \{ A(x, y)\, i_1(y) + B(x, y)\, i_2(y) \} \, dy = E_1(x), \\ &\int_S \{ B(y, x)\, i_1(y) + C(x, y)\, i_2(y) \} \, dy = E_2(x). \end{aligned} \right.$$

Cherchons d'abord des expressions ayant une signification physique indépendante des coordonnées qui, rappelons-le, ne sont pas privilégiées, mais des coordonnées rectangulaires quelconques. Nous trouvons facilement deux de ces expressions. En désignant par un trait les quantités conjuguées complexes, ce sont :

$$(12) \qquad I^2(x) = i_1(x)\,\overline{i_1}(x) + i_2(x)\,\overline{i_2}(x),$$

$$(13) \qquad W(x) = E'_1(x)\,\overline{i_1}(x) + E'_2(x)\,\overline{i_2}(x).$$

Les expressions

$$(14) \qquad H = \int_S I^2(x)\, dx, \qquad dx = h_1 h_2\, du_1\, du_2\,;$$

$$(15) \qquad J = \int_S W(x)\, dx,$$

où dx est l'élément de surface, sont également invariantes.

Il est évident que H et J sont toutes deux des quantités définies positives. Dans le cas de la conductivité finie, la première représente, à une constante près, la puissance dissipée sous forme de chaleur Joule dans le conducteur; la seconde représente la puissance réfléchie par le conducteur vers les sources.

La méthode habituelle de recherche des valeurs caractéristiques des équations intégrales, aussi bien que l'intuition physique, nous conduisent à chercher, parmi toutes les distributions de courant $i_1(x)$, $i_2(x)$ possibles et « normées », c'est-dire telles que

$$H = 1,$$

celles qui confèrent à J une valeur maximum.

La condition $H = 1$ est en effet nécessaire pour pouvoir comparer différents types de distribution en se débarrassant du facteur d'amplitude. La seconde condition (maximum de J) correspond, pour toutes les distributions possibles, à choisir celle qui correspond au maximum d'énergie réfléchie par le conducteur vers les sources.

La définition du maximum présentant certaines difficultés avec des quantités complexes, nous remarquerons que, les différentes fonctions intervenant dans les équations devenant réelles, si l'on remplace dans leurs expressions la quantité $j\omega$ par une quantité réelle α, on peut faire l'étude mathématique de la résolution du système (11), en se ramenant au cas des variables et des fonctions réelles, puis en remplaçant dans les résultats finaux α par $j\omega$.

Physiquement, cela correspondrait à remplacer le facteur de temps $e^{j\omega t}$ par $e^{\alpha t}$, ou à substituer aux ondes périodiques des ondes amorties $\alpha < 0$.

Cela posé, il est bien connu que le maximum de la quantité

$$\begin{aligned} (16) \qquad J &= \int_S W\, dx \\ &= \int_S [E'_1(x)\, i_1(x) + E'_2(x)\, i_2(x)]\, dx \\ &= \iint_S [\; A(x, y)\, i_1(x)\, i_1(y) \\ &\qquad + B(x, y)\, i_1(x)\, i_2(y) \\ &\qquad + B(x, y)\, i_1(y)\, i_2(x) \\ &\qquad + C(x, y)\, i_2(x)\, i_2(y)]\, dx\, dy \end{aligned}$$

est obtenu lorsqu'on a simultanément

$$(17) \quad \left\{ \begin{aligned} &\int_S [A(x, y)\, i_1(y) + B(x, y)\, i_2(y)]\, dy = \frac{1}{\lambda_1}\, i_1(x), \\ &\int_S [B(y, x)\, i_1(y) + C(x, y)\, i_2(y)]\, dy = \frac{1}{\lambda_1}\, i_2(x), \end{aligned} \right.$$

λ_1 étant le plus petit nombre permettant à un système d'équations tel que (17) d'être vérifié. On démontre facilement que λ_1 est réel et positif et que la valeur maximum correspondante de J est égale à $\frac{1}{\lambda_1}$.

On sait aussi qu'il existe une suite de valeurs

$$\lambda_2,\quad \lambda_3,\quad \ldots,\quad \lambda_m,\quad \lambda_{m+1},\quad \ldots,$$

qui rendent possibles les équations (17) et que l'on a

$$\lambda_1 \leqq \lambda_2 \leqq \lambda_3 \leqq \ldots \leqq \lambda_m \leqq \lambda_{m+1} \leqq \ldots, \tag{18}$$

les nombres λ étant tous réels.

A la première *valeur caractéristique* λ_1 correspond pour i_1 et i_2 la solution

$$\begin{cases} i_{11} = I_1 \varphi_1(x), \\ i_{21} = I_1 \psi_1(x), \end{cases} \tag{19}$$

et l'on dit que l'ensemble (φ_1, ψ_1) forme le premier système de fonctions fondamentales.

De même les solutions en i_1 et i_2 des systèmes tels que (17) correspondant aux divers nombres λ_m forment d'autres systèmes de fonctions fondamentales

$$\begin{cases} i_{1m} = I_m \varphi_m(x), \\ i_{2m} = I_m \psi_m(x). \end{cases} \tag{20}$$

On démontre que

$$\int_S (\varphi_i \varphi_k + \psi_i \psi_k)\,\mathrm{d}x = 0 \qquad \text{si } i \neq k, \tag{21}$$

et l'on peut toujours supposer que chaque groupe (φ, ψ) est normé, c'est-à-dire que

$$\int_S (\varphi_m^2 + \psi_m^2)\,\mathrm{d}x = 1. \tag{22}$$

On démontre encore que les quantités

$$\frac{1}{\lambda_2} \geqq \frac{1}{\lambda_3} \geqq \frac{1}{\lambda_4} \geqq \ldots \geqq \frac{1}{\lambda_m} \geqq \ldots$$

sont des maximums secondaires de J, qui peuvent être définis de proche en proche comme suit :

$\frac{1}{\lambda_1}$ étant le maximum absolu pour toutes les distributions normées, $\frac{1}{\lambda_2}$ est le maximum pour toutes les distributions normées orthogonales à (φ_1, ψ_1), $\frac{1}{\lambda_3}$ est le maximum pour les distributions normées orthogonales à (φ_1, ψ_1) et (φ_2, ψ_2) et ainsi de suite.

Ces diverses propriétés sont bien connues, mais, comme elles ne sont généralement exposées, dans les traités, que pour le cas d'une seule équation intégrale, comportant une seule fonction, nous avons pensé (*voir* notre Annexe II) qu'il n'était pas inutile de revenir sur leur démonstration, ce que nous avons fait par une voie élémentaire.

Les quantités λ_m sont des fonctions de α, qui sont réelles si α est réel, et qui deviennent en général complexes si α est remplacé par la quantité purement imaginaire $(j\omega)$ ou par une quantité complexe (oscillation amortie).

Dans ce cas, les relations (21) et (22) sont remplacées par

$$\int_S (\varphi_l \overline{\varphi_k} + \psi_l \overline{\psi_k})\,\mathrm{d}x = 0 \qquad (l \neq k), \tag{23}$$

$$\int_S (\varphi_l \overline{\varphi_l} + \psi_l \overline{\psi_l})\,\mathrm{d}x = 1. \tag{24}$$

Revenant au système (11), il est facile de voir que sa solution explicite est

$$\begin{cases} i_1(x) = \sum_l \lambda_l E_l \varphi_l(x), \\ i_2(x) = \sum_l \lambda_l E_l \psi_l(x), \end{cases} \tag{25}$$

avec

$$E_l = \int_S \left[E_1(x) \overline{\varphi_l}(x) + E_2(x) \overline{\psi_l}(x) \right] \mathrm{d}x. \tag{26}$$

Les équations (25) donnent lieu à une interprétation physique intéressante. Elles montrent que pour chacune des distributions (φ_l, ψ_l) que nous appellerons désormais « oscillations caractéristiques », il existe une impédance de surface λ_l, fonction de la fréquence, mais *indépendante du point de la surface considéré*. Pour ces distributions, le champ électrique tangentiel a *même direction* que le courant.

Revenant enfin au cas de la conductivité finie, l'extension de la solution précédente au système (9) montre que l'on a alors

$$\begin{cases} i_1(x) = \sum_l \dfrac{\lambda_l E_l}{1 - \mathcal{X} \lambda_l} \varphi_l(x), \\ i_2(x) = \sum_l \dfrac{\lambda_l E_l}{1 - \mathcal{X} \lambda_l} \psi_l(x). \end{cases} \tag{27}$$

La loi de distribution le long de la surface des courants correspondant aux oscillations caractéristiques n'est pas modifiée. Seule l'amplitude des composantes est changée.

Que peut-on dire en général des oscillations caractéristiques et quelles propriétés remarquables présentent-elles ?

Selon ce que nous venons de voir, elles existent à toutes les fréquences et se caractérisent par les propriétés suivantes :

Pour chacune des distributions de courant remarquables correspondant à une oscillation caracté-

ristique, le champ tangentiel et le courant ont même direction en tout point de la surface.

Le rapport du champ au courant est le même en tout point de la surface et est égal à ce que nous avons appelé plus haut l' « *impédance de surface* » correspondant au mode d'oscillation considéré.

Le flux du vecteur de Poynting complexe prend, à chaque fréquence, une valeur maximum pour la première oscillation caractéristique que nous désignerons sous le nom de « mode principal ». Pour les autres modes, il existe aussi des propriétés extrémales. Par exemple, le second mode correspond au maximum du flux du vecteur de Poynting complexe pour l'ensemble des distributions qui sont orthogonales au mode principal; le troisième mode correspond au maximum pour l'ensemble de toutes les distributions qui sont orthogonales au mode précédent, et ainsi de suite.

Précisons bien ce que nous entendons par « maximum ». Le flux du vecteur de Poynting est par définition une quantité complexe, mais, à une fréquence donnée, et, pour un mode caractéristique d'oscillation, son angle de phase est constant, puisque la valeur correspondante de λ (valeur qui est généralement complexe) est constante pour une fréquence donnée.

Le mode principal d'oscillation correspond au maximum de la partie réelle et au maximum de la partie imaginaire du flux du vecteur de Poynting dû aux courants circulant à la surface du conducteur. En effet, supposons une distribution de courant quelconque $[i_1(x), i_2(x)]$ décomposée suivant les divers modes d'oscillation caractéristique, le flux J du vecteur de Poynting s'écrit

$$J=\sum_l \frac{1}{\lambda_l} I_l^2, \qquad \sum_l I_l^2 = 1 \tag{28}$$

et, selon les propriétés bien connues des formes quadratiques, la partie réelle et la partie imaginaire de J sont séparément maximums pour le mode principal d'oscillation qui correspond à la plus petite valeur λ_1 des λ_l.

Nous venons de dire que la distribution quelconque $[i_1(x), i_2(x)]$ peut être décomposée en oscillations caractéristiques. On calculera les coefficients I_l correspondants, par les formules

$$I_l=\int_S \left[i_1(x)\,\overline{\varphi_l}(x) + i_2(x)\,\overline{\psi_l}(x) \right] dx. \tag{29}$$

S'il s'agissait d'une distribution de champ imposée $[E_1(x), E_2(x)]$, on la décomposerait de même en « distributions caractéristiques » de champ par la formule

$$E_l=\int_S \left[E_1(x)\,\overline{\varphi_l}(x) + E_2(x)\,\overline{\psi_l}(x) \right] dx. \tag{30}$$

Rappelons que la partie réelle du flux du vecteur de Poynting complexe à travers la surface représente la puissance moyenne renvoyée par celle-ci, et que la partie imaginaire est égale, à un facteur constant près, à la différence moyenne de l'énergie électrique et de l'énergie magnétique du champ.

La propriété la plus remarquable des oscillations caractéristiques est peut-être le parallélisme du champ et du courant, et le rapport constant, tout le long de la surface, entre leurs valeurs. On a donc une grande simplification dans le calcul des courants, lorsqu'on a décomposé un champ imposé suivant les modes caractéristiques, et inversement lorsqu'on veut calculer les champs à partir des courants.

Enfin, il existe des relations étroites entre les oscillations caractéristiques et les oscillations libres susceptibles d'exister en l'absence d'un champ extérieur imposé.

Avant de passer à l'étude de ces relations, nous croyons devoir signaler une particularité qui peut se présenter dans la définition des valeurs caractéristiques du paramètre λ $\left(\text{ou } \frac{1}{\lambda}\right)$.

Nous avons en effet supposé jusqu'ici que ces valeurs formaient une suite discrète $(\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_m, \ldots)$. C'est le cas qui se présente lorsqu'on a affaire à une cavité fermée ou à l'extérieur d'un solide de forme simple, tel qu'une sphère, un ellipsoïde, etc. Mais, lorsqu'on essaye d'appliquer les considérations précédentes à un espace semi-indéfini, comme l'intérieur ou l'extérieur d'un cylindre indéfini limité par un plan, on trouve que les λ forment une suite continue.

Les relations précédentes continuent à s'appliquer, en remplaçant les séries en λ par des intégrales suivant λ, λ étant un paramètre susceptible de prendre toutes les valeurs possibles entre des limites déterminées et les fonctions de points φ et ψ caractérisant un mode d'oscillation donné variant ellesmêmes de manière continue avec λ.

IV. — Oscillations libres.

S'il n'y a aucun champ extérieur imposé, l'examen des relations (27) montre qu'il faut que

$$1-\mathfrak{X}\lambda_l = 0. \tag{31}$$

Cette relation, où $\mathfrak{X}$ et λ_l sont des fonctions de la fréquence angulaire ω, définit les fréquences

d'oscillation possibles. A chaque valeur de ω (généralement complexe) fournissant une racine de (31), correspond une fréquence d'oscillation libre, et aussi une distribution caractéristique correspondante, qui est donnée par les valeurs que prennent les fonctions $\varphi_i(x)$ et $\psi_i(x)$ pour cette valeur de ω.

Considérons d'abord les cas de la conductivité parfaite ($\mathcal{X} = 0$); la relation (31) devient

$$\frac{1}{\lambda_i} = 0. \tag{32}$$

Pour chaque λ_i, il y a une telle équation, admettant une ou plusieurs racines, imaginaires pures s'il s'agit d'une cavité fermée, complexes s'il s'agit de l'extérieur d'un solide conducteur.

On ne peut, sans envisager d'exemples particuliers, donner plus de renseignements sur le nombre et les valeurs des racines de l'équation (32). Toutefois, les quantités $\frac{1}{\lambda_i}$ étant réelles lorsque $p = j\omega$ est réel, les racines de (32) sont nécessairement complexes conjuguées ou réelles.

Des analogies permettent de penser que le nombre de ces racines va en croissant avec le rang i de $\frac{1}{\lambda_i}$. Cette opinion est également confirmée par le fait que les diverses distributions de courant correspondant aux diverses valeurs de i ont des propriétés extrémales; le nombre des conditions supplémentaires auxquelles ces distributions de courant peuvent être assujetties est d'autant plus grand que leur rang est plus élevé. Nous ne possédons pas toutefois, à l'heure actuelle, de démonstration précise de cette propriété.

Si nous considérons, par exemple, l'équation (32) correspondant à $i = 1$, la distribution de courant correspondante sera donnée par les formules (27) qui deviennent

$$\begin{cases} i_1(x) = \lambda_1 E_1 \varphi_1(\omega, x), \\ i_2(x) = \lambda_1 E_1 \psi_1(\omega, x). \end{cases} \tag{33}$$

Lorsque ω prend une valeur ω_1 rendant λ_i infini, la distribution de courant est donnée par

$$\begin{cases} i_1(x) = I_0 \varphi_1(\omega_1, x), \\ i_2(x) = I_0 \psi_1(\omega_1, x), \end{cases} \tag{34}$$

I_0 étant une constante arbitraire.

Si l'on sait qu'il n'y a qu'un petit nombre (ou même simplement un nombre fini) de racines ω_2 de (32), on peut en déduire une propriété simple des λ_i. Posons

$$p = j\omega.$$

La quantité λ_i (qui est l'admittance de surface correspondant au mode caractéristique de rang i) a un certain nombre de pôles p_r. On peut donc écrire

$$\lambda_i(p) = \sum_r \frac{A_r}{p - p_r} + \Lambda_i(p). \tag{35}$$

Le fait d'écrire la relation (35) implique une supposition sur le caractère analytique de λ_i, mais cette supposition est raisonnable. Quant à Λ, il y a beaucoup de chances qu'elle se réduise à une constante, car il est peu probable que l'admittance devienne infinie pour p infini, et l'on sait qu'une fonction entière bornée est une constante. D'ailleurs cette constante est vraisemblablement nulle, comme l'admittance pour une fréquence infinie.

Qu'en résulte-t-il pour les courants ? Dans les expressions (33), les quantités telles que φ_i et ψ_i n'ont pas de pôles suivant la variable ω (ou p), et, par suite, l'on pourra écrire, en appliquant le développement de Mittag-Leffler à (33)

$$\begin{cases} i_1(x) = \sum_r \frac{E_1 A_r}{p - p_r} \varphi_{1r}(p_r, x), \\ i_2(x) = \sum_r \frac{E_1 A_r}{p - p_r} \psi_{1r}(p_r, x) \end{cases} \tag{36}$$

et, d'une manière plus générale, en supposant maintenant le champ imposé réparti suivant une loi quelconque et caractérisé par les nombres $(E_1, E_2, \ldots, E_i, \ldots)$

$$\begin{cases} i_1(p, x) = \sum_i \sum_r \frac{E_i A_{ir}}{p - p_{ir}} \varphi_{ir}(p_{ir}, x), \\ i_2(p, x) = \sum_i \sum_r \frac{E_i A_{ir}}{p - p_{ir}} \psi_{ir}(p_{ir}, x). \end{cases} \tag{37}$$

Les expressions (37) sont intéressantes, parce qu'elles représentent la distribution des courants, pour une répartition quelconque des champs imposés et pour une fréquence quelconque, la dépendance de la fréquence étant exprimée d'une manière algébrique simple et les distributions spatiales élémentaires étant celles des oscillations libres.

Dans le cas de la conductivité finie, les valeurs exactes des fréquences et des amortissements des oscillations libres peuvent se déduire assez facilement de (31), en partant des valeurs obtenues pour le cas de la conductivité parfaite, qu'on introduira dans (31). On pourra se contenter de la première valeur approchée, $\mathcal{X}$ étant habituellement fort petit.

NOTE 1.

Condition aux limites valable sur une surface de conductivité finie.

Choisissons trois axes de coordonnées rectangulaires (Ou_1, Ou_2, Ou_3) au point considéré O de la surface, l'axe u_3 étant la normale dirigée vers l'intérieur du conducteur.

Désignons par E_1, E_2, E_3, M_1, M_2, M_3 les champs électrique et magnétique dans le vide, par E'_1, E'_2, E'_3, M'_1, M'_2, M'_3 ceux à l'intérieur du conducteur, par $\frac{\varepsilon}{c^2}$; σ et μ, sa constante diélectrique, sa conductivité et sa perméabilité (unités électromagnétiques).

Les conditions de continuité sont au point O :

$$(101)\quad \begin{cases} E_1 = E'_1, \\ E_2 = E'_2, \\ E_3 = \left(\varepsilon - 4\pi j \dfrac{c^2\sigma}{\omega}\right) E'_3 \end{cases} \quad (\ \ , \text{ vitesse de la lumière});$$

$$(102)\quad \begin{cases} M_1 = M'_1, \\ M_2 = M'_2, \\ M_3 = \mu M'_3. \end{cases}$$

Désignons par w_1, w_2, w_3 les composantes de la densité de courant à l'intérieur du conducteur; on a

$$w_1 = \sigma E'_1, \qquad w_2 = \sigma E'_2, \qquad w_3 = \sigma E'_3.$$

Par ailleurs, les équations d'Ampère sont, dans le conducteur :

$$(103)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial M'_3}{\partial u_2} - \dfrac{\partial M'_2}{\partial u_3} = 4\pi w_1 + j\omega \dfrac{\varepsilon}{c^2} E'_1, \\ \dfrac{\partial M'_1}{\partial u_3} - \dfrac{\partial M'_3}{\partial u_1} = 4\pi w_2 + j\omega \dfrac{\varepsilon}{c^2} E'_2, \\ \dfrac{\partial M'_2}{\partial u_1} - \dfrac{\partial M'_1}{\partial u_2} = 4\pi w_3 + j\omega \dfrac{\varepsilon}{c^2} E'_3, \end{cases}$$

et celles de Faraday,

$$(104)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial E'_3}{\partial u_2} - \dfrac{\partial E'_2}{\partial u_3} = -j\omega\mu M'_1, \\ \dfrac{\partial E'_1}{\partial u_3} - \dfrac{\partial E'_3}{\partial u_1} = -j\omega\mu M'_2, \\ \dfrac{\partial E'_2}{\partial u_1} - \dfrac{\partial E'_1}{\partial u_2} = -j\omega\mu M'_3. \end{cases}$$

Des équations analogues sont valables dans le diélectrique. Si la conductivité est suffisante, ε est négligeable devant le terme conductif et, comme il n'y a pas, au point O, de courant w_3 perpendiculaire à la surface du conducteur, E'_3 est petit et même négligeable. La même raison entraîne la nullité de M_3 à la surface du conducteur. Les deux groupes d'équations se réduisent respectivement à

$$(105)\quad \begin{cases} -\dfrac{\partial M'_2}{\partial u_3} = 4\pi\sigma E'_1, \\ \dfrac{\partial M'_1}{\partial u_3} = 4\pi\sigma E'_2; \end{cases}$$

$$(106)\quad \begin{cases} -\dfrac{\partial E'_2}{\partial u_3} = -j\omega\mu M'_1, \\ \dfrac{\partial E'_1}{\partial u_3} = -j\omega\mu M'_2. \end{cases}$$

Différentiant le second groupe par rapport à u_3, on trouve, en remplaçant les dérivées de M'_1 et de M'_2 par leurs valeurs tirées du premier

$$(107)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial^2 E'_1}{\partial u_3^2} = 4\pi\sigma j\mu\omega E'_1, \\ \dfrac{\partial^2 E'_2}{\partial u_3^2} = 4\pi\sigma j\mu\omega E'_2, \end{cases}$$

ce qui donne, en désignant par (E_1^0, E_2^0) les valeurs du champ à la surface du conducteur

$$(108)\quad \begin{cases} E'_1 = E_1^0\, e^{-\sqrt{4\pi j\sigma\mu\omega}\, u_3}, \\ E'_2 = E_2^0\, e^{-\sqrt{4\pi j\sigma\mu\omega}\, u_3}. \end{cases}$$

Le courant total (i_1, i_2) par unité de longueur sera donné par les formules

$$(109)\quad \begin{cases} i_1 = \sigma \displaystyle\int_0^\infty E_1^0\, e^{-\sqrt{4\pi j\sigma\mu\omega}\, u_3}\, du_3, \\ i_2 = \sigma \displaystyle\int_0^\infty E_2^0\, e^{-\sqrt{4\pi j\sigma\mu\omega}\, u_3}\, du_3, \end{cases}$$

$$(110)\quad \begin{cases} i_1 = \sqrt{\dfrac{\sigma}{4\pi j\mu\omega}}\, E_1^0 = \dfrac{1}{\mathfrak{X}} E_1^0, \\ i_2 = \sqrt{\dfrac{\sigma}{4\pi j\mu\omega}}\, E_2^0 = \dfrac{1}{\mathfrak{X}} E_2^0, \end{cases}$$

ce qui justifie les formules (3).

Il est facile de voir que ces formules sont tout à fait équivalentes à celle de M. Bernier. Écrivons en effet celle-ci

$$\operatorname{rot} \vec{E} = k\vec{E} \times \vec{n},$$

elle équivaut à

$$(111)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial E_3}{\partial u_2} - \dfrac{\partial E_2}{\partial u_3} = kE_2, \\ \dfrac{\partial E_1}{\partial u_3} - \dfrac{\partial E_3}{\partial u_1} = -kE_1, \\ \dfrac{\partial E_2}{\partial u_1} - \dfrac{\partial E_1}{\partial u_2} = 0. \end{cases}$$

Il suffit de prendre $k = \sqrt{4\pi j\mu\sigma\omega}$ pour retrouver les relations précédentes. La troisième relation donne $M_3 = M'_3 = 0$, d'où l'on tire les valeurs de M'_1 et M'_2 (en négligeant le courant de dépla-

cement devant le courant de conduction). On trouve alors pour M'_1 et M'_2 la même loi de pénétration dans le conducteur que nous avons trouvée pour E'_1 et E'_2.

NOTE 2.

Résolution du système d'équations intégrales.

Nous croyons devoir traiter un peu en détail de la résolution des systèmes (9) et (11), les traités d'Analyse classiques donnant souvent assez peu de renseignements sur les systèmes à deux équations et deux fonctions.

Nous traiterons dans la suite les divers noyaux et fonctions comme des quantités purement réelles, bien que ce ne soit pas le cas en pratique. Mais il se trouve heureusement que les nombres complexes ne s'introduisent dans les équations que par l'intermédiaire de $(j\,\omega)$ et que, par conséquent, en considérant $(j\,\omega)$ d'abord comme réel, on peut, une fois la solution obtenue, obtenir les valeurs correctes en faisant simplement $(j\,\omega)$ égal à sa vraie valeur dans les expressions finales.

On sait que la solution du système (9) s'obtient aisément lorsque celle du système (11) est connue. Commençons donc d'abord par celui-ci que nous réécrirons

$$(201)\quad \begin{cases} \int_S [A(x,y)\,i_1(y) + B(x,y)\,i_2(y)]\,dy = E_1(x), \\ \int_S [B(y,x)\,i_1(y) + C(x,y)\,i_2(y)]\,dy = E_2(x). \end{cases}$$

Donnons-nous, sur la surface S, un système quelconque, normal et complet de fonctions orthogonales $\theta_i(x)$

$$\int_S \theta_i^2(x)\,dx = 1,$$

$$\int_S \theta_i(x)\,\theta_k(x)\,dx = 0 \qquad \text{si } i \neq k.$$

Nous pourrons toujours écrire

$$(202)\quad \begin{cases} A(x,y) = \sum_i \sum_k a_{ik}\,\theta_i(x)\,\theta_k(y), \\ B(x,y) = \sum_i \sum_k b_{ik}\,\theta_i(x)\,\theta_k(y), \\ C(x,y) = \sum_i \sum_k c_{ik}\,\theta_i(x)\,\theta_k(y), \end{cases}$$

et l'on sait que, à cause de la symétrie de A et de C

$$(203)\qquad a_{ik} = a_{ki}, \qquad c_{ik} = c_{ki}.$$

De même, nous pourrons poser, *a priori*

$$(204)\quad \begin{cases} i_1(x) = \sum_m I_{1m}\,\theta_m(x), \\ i_2(x) = \sum_m I_{2m}\,\theta_m(x) \end{cases}$$

$$(205)\quad \begin{cases} E_1(x) = \sum_m E_{1m}\,\theta_m(x), \\ E_2(x) = \sum_m E_{2m}\,\theta_m(x). \end{cases}$$

Substituant ces valeurs dans (201), nous trouvons

$$(206)\quad \begin{cases} \sum_k a_{ik} I_{1k} + \sum_k b_{ik} I_{2k} = E_{1i}, \\ \sum_k b_{ik} I_{1k} + \sum_k c_{ik} I_{2k} = E_{2i}. \end{cases}$$

On sait que, pour résoudre plus facilement le système (206), il faut « orthogonaliser », c'est-à-dire opérer une substitution linéaire orthogonale, telle que l'on remplace le système (206) par un nouveau système où chaque équation ne contient plus qu'une seule inconnue. Soit

$$(207)\quad \begin{cases} I_{1k} = \sum_r \alpha_{kr}\,Y_r, \\ I_{2k} = \sum_r \beta_{kr}\,Y_r, \end{cases}$$

une telle substitution. On sait que des valeurs convenables des $(\alpha_{hr}, \beta_{hr})$ sont données par le système auxiliaire

$$(208)\quad \begin{cases} \sum_k a_{ik}\alpha_{kr} + \sum_k b_{ik}\beta_{kr} = \frac{1}{\lambda_r}\alpha_{ir}, \\ \sum_k b_{ik}\alpha_{kr} + \sum_k c_{ik}\beta_{kr} = \frac{1}{\lambda_r}\beta_{ir}. \end{cases}$$

Le système (206) a des solutions, lorsque $\frac{1}{\lambda}$ est une racine du déterminant

$$(209)\quad \Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \begin{vmatrix} a_{11}-\frac{1}{\lambda} & a_{12} & \dots & b_{11} & b_{12} & \dots \\ a_{12} & a_{22}-\frac{1}{\lambda} & \dots & b_{21} & b_{22} & \dots \\ \dots & \dots\dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ b_{11} & b_{21} & \dots & c_{11}-\frac{1}{\lambda} & c_{12} & \dots \\ b_{12} & b_{22} & \dots & c_{21} & c_{22}-\frac{1}{\lambda} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots\dots & \dots \end{vmatrix}$$

L'équation (209) a des racines réelles, à cause de la symétrie des coefficients, symétrie due à ce que, dans la première équation du système (201), figure $B(x, y)$, tandis que c'est $B(y, x)$ qui figure dans la seconde. La symétrie est donc une conséquence du théorème de réciprocité.

On sait, en outre, que

$$\sum_r \alpha_{ir}\alpha_{kr} + \sum_r \beta_{ir}\beta_{kr} = 0 \qquad \text{si } i \neq k, \tag{210}$$

et que l'on peut choisir

$$\sum_r (\alpha_{ir}^2 + \beta_{ir}^2) = 1. \tag{211}$$

Moyennant quoi, on trouve

$$Y_r = \lambda_r \sum_s (\alpha_{rs} E_{1s} + \beta_{rs} E_{2s}) \tag{212}$$

et, finalement,

$$\begin{cases} I_{1k} = \sum_r \lambda_r \alpha_{kr} \sum_s (\alpha_{rs} E_{1s} + \beta_{rs} E_{2s}), \\ I_{2k} = \sum_r \lambda_r \beta_{kr} \sum_s (\alpha_{rs} E_{1s} + \beta_{rs} E_{2s}). \end{cases} \tag{213}$$

Au lieu de conserver les (I_{1k}, I_{2k}) (E_{1k}, E_{2k}) et les $\theta_k(x)$ pour représenter les courants et les champs, il vaut mieux prendre les Y_r et les fonctions correspondantes

$$\begin{cases} \varphi_r(x) = \sum_s \alpha_{rs}\theta_s(x), \\ \psi_r(x) = \sum_s \beta_{rs}\theta_s(x) \end{cases} \tag{214}$$

et l'on a aussi

$$\begin{cases} \int_S [\varphi_r^2(x) + \psi_r^2(x)]\,dx = 1, \\ \int_S [\varphi_r(x)\varphi_s(x) + \psi_r(x)\psi_s(x)]\,dx = 0 \qquad \text{si } r \neq s. \end{cases} \tag{215}$$

Le champ imposé est alors caractérisé par les nombres

$$E_r = \int_S [E_1(x)\varphi_r(x) + E_2(x)\psi_r(x)]\,dx \tag{216}$$

et la solution du système d'équations intégrales est simplement

$$\begin{cases} I_1(x) = \sum_r \lambda_r E_r \varphi_r(x), \\ I_2(x) = \sum_r \lambda_r E_r \psi_r(x). \end{cases} \tag{217}$$

La solution du système (9) (cas de la conductivité finie) n'entraîne aucune difficulté supplémentaire; il suffit de remplacer, dans (217), λ_r par $\frac{\lambda_r}{1-\mathfrak{X}\lambda_r}$.

On vérifie facilement, par ailleurs, que la valeur de l'intégrale J mentionnée plus haut n'est autre que

$$J = \sum_r \frac{1}{\lambda_r} Y_r^2$$

et la théorie bien connue des formes quadratiques confirme immédiatement les propriétés de maximum mentionnées pour les oscillations caractéristiques.

EXPOSÉ SIMPLIFIÉ DE QUELQUES POINTS PRINCIPAUX DE LA THÉORIE DES QUADRIPOLES.

PAR ALEXIS GUERBILSKY,

Chef des Services techniques du département Quartz de la Société française Radioélectrique.

SOMMAIRE. — *Le but de cette étude est de donner quelques démonstrations simplifiées de certains points principaux de la théorie des quadripôles. Sa base est la théorie de la structure en treillis qui présente des avantages quant à la simplicité et à la symétrie des formules; les résultats trouvés sont applicables à n'importe quelle autre structure. En utilisant des opérations très simples, l'auteur établit en annexe les formules des lignes sans faire appel aux équations aux dérivées partielles, ainsi que les formules approchées qui facilitent le calcul des filtres.*

PREMIÈRE PARTIE.

GÉNÉRALITÉS.

La théorie des quadripôles est généralement basée sur la discussion des structures en échelle et la généralisation des résultats, par application des quatre théorèmes suivants :

1. le principe de superposition,
2. le théorème de réciprocité,
3. le théorème de compensation,
4. le théorème de Thévenin.

Voici brièvement les énoncés de ces quatre théorèmes fondamentaux.

1. Principe de superposition.

Dans tout ce qui suit, on ne traitera que des circuits passifs. Ces circuits sont régis par des équations linéaires à coefficients constants. Par conséquent, le courant en un point quelconque du circuit, dû à la somme de plusieurs f. é. m., est égal à la somme des courants dus à chacune des f. é. m.

2. Théorème de réciprocité.

Si une f. é. m. E appliquée en un point quelconque M d'un réseau produit, en un autre point quelconque N du même réseau, un courant I, l'application en N de cette f. é. m. E crée en M un courant I.

3. Théorème de compensation.

Si un réseau est modifié par une variation ΔZ de l'impédance Z d'une de ses branches, la variation de courant Δi qui en résulte en un point quelconque du même réseau est égale au courant que produirait, en ce point, l'application dans la branche modifiée, d'une f. é. m.

$$e = -I\Delta Z,$$

I étant le courant qui parcourait cette branche avant sa modification.

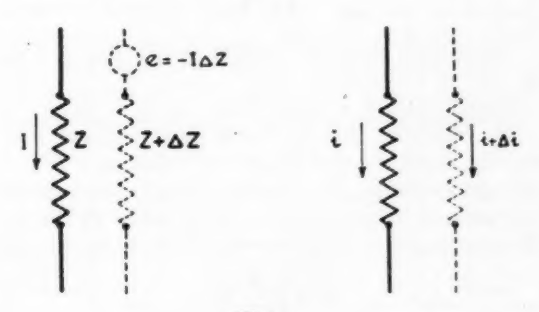


Fig. 1.

La démonstration de ce théorème est immédiate.

On intercale dans la branche parcourue par $i + \Delta i$, une f. é. m. e et l'on applique le principe de réciprocité.

4. Théorème de Thévenin.

Si une source de f. é. m. E et d'impédance Z_E est branchée entre les bornes 1 et 2 (*fig.* 2) d'un

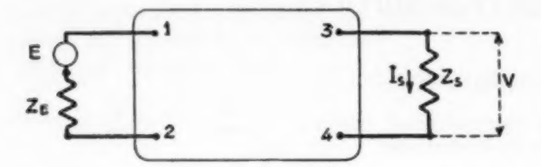


Fig. 2.

quadripôle passif, fermé sur une impédance Z_S (bornes 3-4), le courant parcourant l'impédance Z_S est donnée par la relation :

$$I_s = \frac{V}{Z'_S + Z_S},$$

où V est la différence de potentiel à circuit ouvert entre les bornes 3 et 4 et Z'_S l'impédance mesurée entre les mêmes bornes; la source de f. é. m. est en court-circuit.

La démonstration de ce théorème est la suivante :

Supposons qu'on ferme un quadripôle sur une impédance Z_S. Un courant I parcourt l'impédance Z_S et crée entre ses bornes une d. d. p. $= V$ (*fig.* 3).

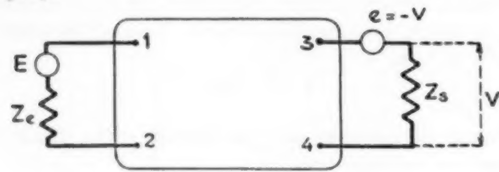


Fig. 3.

Intercalons dans le circuit de Z_S une f. é. m. de valeur $e = - V$.

Aucun courant ne passe dans Z_S.

On peut alors dire, en vertu du principe de réciprocité, que le courant fourni par la f. é. m. $e = - V$ est égal au courant qui passerait dans l'impédance Z_S en l'absence de cette f. é. m. En appelant Z'_S l'impédance mesurée entre les bornes 3 et 4, on obtient

$$I = \frac{V}{Z'_S + Z_S}.$$

Équivalence des circuits fermés sur diverses impédances.

Démontrons le théorème très important suivant :

Si, pour la transmission dans les deux sens, deux quadripôles sont équivalents, quelle que soit la valeur commune des impédances sur lesquelles ils sont fermés, l'équivalence subsiste pour n'importe quelle autre valeur commune de ces impédances.

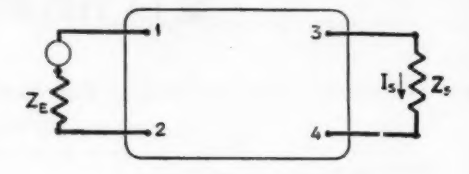


Fig. 4 *a*.

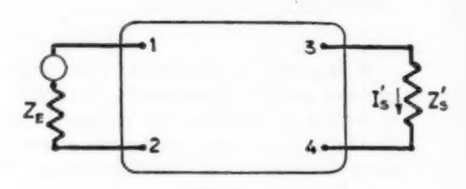


Fig. 4 *b*.

Modifions l'impédance terminale Z_S (*fig.* 4 *a* et *b*). On a

$$(1) \qquad I_S = \frac{V}{Z + Z_S}, \qquad I'_S = \frac{V}{Z + Z'_S},$$

V étant la différence de potentiel mesurée entre 3 et 4; Z l'impédance vue à gauche des bornes 3 et 4 (*voir* le théorème de Thévenin).

Les relations (1) nous fournissent

$$(2) \qquad I'_S = I_S \frac{Z + Z_S}{Z + Z'_S}.$$

Si I_S est le même pour les deux circuits fermés sur l'impédance Z_S, il en sera de même si ceux-ci sont fermés sur l'impédance Z'_S.

Quant au courant à l'entrée, il est modifié d'après le théorème de compensation. Tout se passe comme si l'on avait introduit à la sortie une f. é. m. de valeur

$$e = I_S(Z_S - Z'_S).$$

En appliquant le théorème de réciprocité, on déduit que cette même f. é. m., appliquée à l'entrée, produirait la même variation à la sortie.

Cette variation est par conséquent la même pour les deux quadripôles. Si l'on modifie maintenant l'impédance Z_E à l'entrée, on peut remplacer la variation produite par l'introduction d'une f. é. m. à l'entrée, sans modifier les impédances. Les variations des courants qui en resultent sont les mêmes pour les deux circuits.

Équivalence des quadripôles.

Considérons un quadripôle quelconque (*fig.* 5) alimenté par une f. é. m. à travers une impédance Z_1 et fermé sur une impédance Z_2. Dans ces conditions,

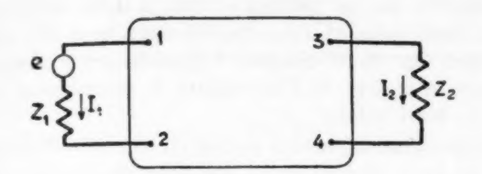


Fig. 5.

le quadripôle est complètement déterminé, pour la transmission dans un sens, par :

V_1 tension à l'entrée,
I_1 courant à l'entrée,
V_2 tension à la sortie,
I_2 courant à la sortie,
e f. é. m. dans le circuit d'entrée.

Il existe quatre équations liant ces quatre paramètres V_1, V_2, I_1, I_2.

Comme il existe en outre deux relations entre $V_1\,I_1$ et $V_2\,I_2$, ces quatre paramètres se réduisent à deux.

Si l'on cherchait à déterminer le quadripôle pour la transmission dans les deux sens, on trouverait quatre paramètres se réduisant à trois, la relation supplémentaire étant fournie par le théorème de réciprocité.

Cherchons maintenant à déterminer le quadripôle de façon absolue, c'est-à-dire indépendamment de Z_1 et Z_2.

En vertu du paragraphe précédent, trois paramètres suffisent pour la transmission dans les deux sens.

Pour la transmission dans un sens, les deux paramètres ne suffisent plus, il en faut trois.

En effet, entre les sept quantités e, V_1, I_1, V_2, I_2, Z_1 et Z_2, il existe deux relations :

$$V_1 = e - Z_1 I_1,$$
$$V_2 = Z_2 I_2.$$

Les théorèmes de compensation et de réciprocité combinés donnent une troisième relation.

En effet, on peut déterminer Z_2 comme la somme d'une constante Z_k d'une variation ΔZ_2

$$Z_2 = Z_k + \Delta Z_2.$$

La variation de courant à l'entrée, produite par cette variation ΔZ_2, peut être considérée comme due à une variation $I_2\,\Delta Z_2$ de la f. é. m.

Cela nous donne une troisième relation ne faisant intervenir que les propriétés de transmission dans un sens.

Il reste donc trois paramètres.

Considérons maintenant un quadripôle symétrique.

Nous avons vu que, si l'on considérait la transmission dans un seul sens, deux paramètres suffisaient; mais la symétrie du quadripôle le détermine complètement dans le cas de la transmission dans les deux sens.

Ainsi, toutes ces considérations nous montrent qu'un tel quadripôle est déterminé d'une façon absolue (quelles que soient Z_1 et Z_2) par deux paramètres.

Il est à remarquer que le quadripôle se trouve ainsi complètement déterminé au point de vue de ses performances extérieures, les impédances terminales étant quelconques. Cela est évident, car, si le potentiel d'entrée est déterminé, il en est de même des courants d'entrée et de sortie.

Cherchons maintenant à substituer à tout quadripôle un quadripôle équivalent, d'un type particulier. Nous ne traiterons que ce cas particulier, les résultats étant applicables au cas général.

Traitons d'abord le cas du quadripôle symétrique.

DEUXIÈME PARTIE.

ÉTUDE D'UN QUADRIPÔLE SYMÉTRIQUE.

Un quadripôle est dit « symétrique », si ses propriétés sont les mêmes, quel que soit le sens de transmission. Nous avons vu qu'il était défini par deux paramètres-impédances. Il peut donc toujours être remplacé par un autre quadripôle symétrique quelconque, défini lui aussi par deux paramètres.

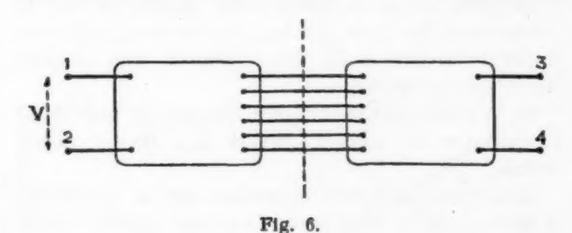


Fig. 6.

Il est évident que cette équivalence est purement mathématique et n'est pas obligatoirement réalisable physiquement. Nous choisirons comme quadripôle type celui de la figure 7 et nous verrons par la suite

que tout quadripôle symétrique peut être transformé de façon à l'amener à cette forme, toujours réalisable physiquement.

Imaginons un quadripôle (*fig.* 6) ayant deux bornes d'entrée 1 et 2 et deux bornes de sortie 3 et 4 et caractérisé par la propriété suivante :

Il peut être sectionné en deux parties reliées par n fils, les deux parties vues de la ligne de coupure étant identiques.

Théorème de Bartlett.

Le quadripôle ainsi défini peut être rendu équivalent à la cellule en treillis de la figure 7; cette

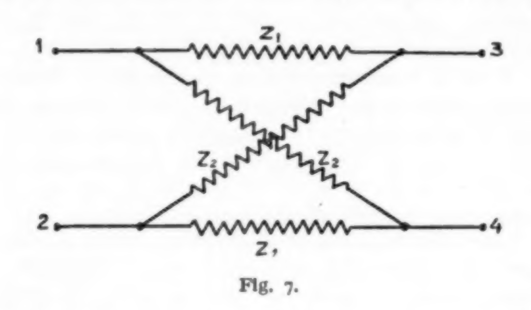


Fig. 7.

cellule est déterminée par les deux impédances Z_1 et Z_2, puisqu'elle est symétrique.

Pour réaliser cette équivalence, cherchons les valeurs des deux paramètres Z_1 et Z_2.

A cet effet, réunissons d'une part les points 1 et 3 et d'autre part les points 2 et 4. Pour ne pas avoir à tenir compte des différences de potentiel entre les différentes bornes d'entrée ou de sortie, cette liaison pourra se faire par un transformateur parfait de rapport 1 : 1.

Appliquons entre les points 1 et 2 (*fig.* 6) une différence de potentiel V.

La distribution du potentiel entre les n fils réunissant les deux parties du quadripôle est la même pour les deux parties. On ne changerait rien à l'état électrique du quadripôle, si l'on coupait les n fils de liaison.

Or, l'impédance à l'entrée devient la moitié de l'impédance à circuit ouvert Z_{co} de la demi-cellule.

Effectuons la même opération sur la cellule de la figure 7 en la sectionnant en deux parties symétriques. On trouve facilement que l'impédance à l'entrée est $\frac{Z_2}{2}$.

La simple identification nous donne

$$Z_2 = Z_{co}.$$

Réunissons maintenant, d'une part, les points 1 et 4 et, d'autre part, les points 2 et 3. La distribution du potentiel entre les n fils de liaison de la partie droite est l'opposée de celle existant dans la partie gauche. Tous les n fils sont donc au même potentiel. On ne changerait rien à l'état électrique du quadripôle, si l'on mettait tous les n fils ainsi coupés en court-circuit. L'impédance à l'entrée serait la moitié de l'impédance à court-circuit Z_{cc} de la demi-cellule.

Reprenant la même opération sur la cellule de la figure 7 et identifiant les deux quadripôles, on trouve :

$$Z_1 = Z_{cc}.$$

(Ce résultat est celui du théorème de Bartlett, mais la démonstration n'est pas celle donnée par Bartlett.)

On voit que Z_1 et Z_2 sont toujours physiquement réalisables, puisque Z_{cc} et Z_{co} sont des impédances mesurables à l'entrée du quadripôle.

Quelques résultats tirés du théorème de Bartlett.

En se basant sur le théorème de Bartlett, on peut démontrer les deux théorèmes suivants :

Le quadripôle obtenu en ajoutant en série une même impédance quelconque aux deux extrémités d'une cellule en treillis (*fig.* 8 *a*) est équivalent à celui obtenu en ajoutant en série la même impédance dans chacune des branches divisées (*fig.* 8 *b*).

En effet, sectionnant le quadripôle de la figure 8 *a* suivant son axe de symétrie [1] et appliquant le théorème de Bartlett, on trouve facilement :

$$Z_{co} = Z + Z_2, \qquad Z_{cc} = Z + Z_1.$$

Donc, la cellule de la figure 8 *a* est identique à celle de la figure 8 *b*.

Le quadripôle obtenu en mettant en parallèle, à l'entrée et à la sortie d'une cellule en treillis, une même impédance quelconque (*fig.* 9 *a*), est équivalent à celui obtenu en mettant la même impédance en parallèle sur chaque branche de la cellule (*fig.* 9 *b*).

La démonstration est analogue à la précédente.

---

[1] Un quadripôle en pont ne peut pas être ainsi sectionné. Pour tourner la difficulté, on peut supposer qu'on sectionne le quadripôle équivalent de la figure 6. Le reste du raisonnement reste le même.

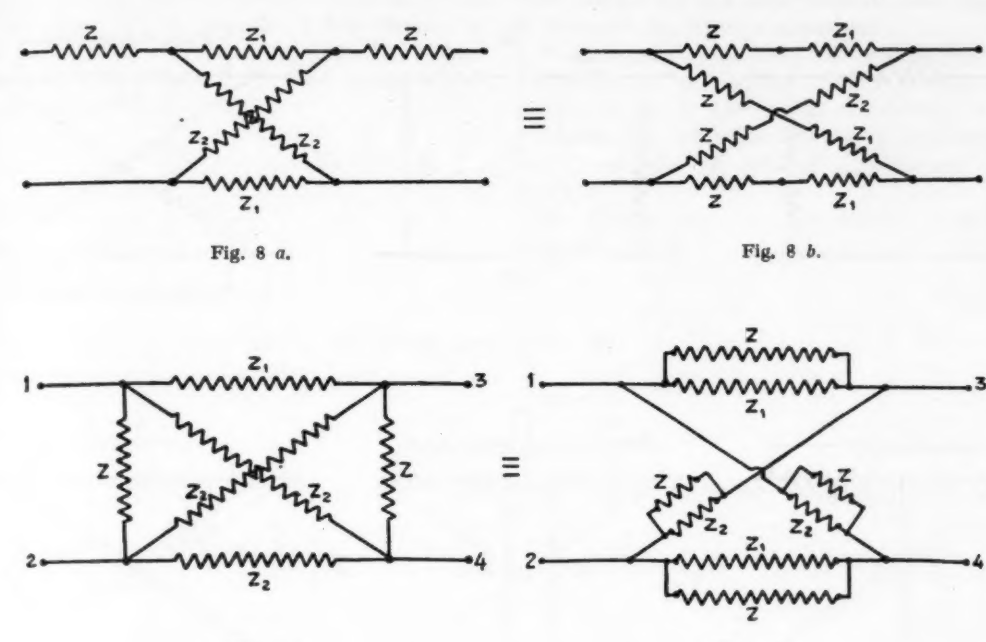


Fig. 8 *a*. Fig. 8 *b*.

Fig. 9 *a*. Fig. 9 *b*.

Quelques circuits équivalents.

En appliquant le théorème de Bartlett, on trouve immédiatement les équivalences suivantes résumées par les figures 10.

D'après ce qui précède, on voit que les structures en échelle (en T, en π ou en T ponté) sont moins générales que la structure en treillis, puisqu'il est toujours possible de les réaliser sous cette dernière forme; l'inverse n'est pas toujours vrai, car on peut être amené à considérer des impédances négatives.

De plus, l'analyse mathématique des structures en treillis est particulièrement facile, les calculs étant très simples. Un usage judicieux du théorème de Bartlett permet en outre de les simplifier encore.

Cela nous amène à traiter la structure en treillis, les résultats étant, en vertu de ce qui précède, applicables à n'importe quelle structure symétrique.

Pour rendre les résultats directement utilisables pour d'autres structures, sans qu'il soit besoin de les transformer, nous allons systématiquement éliminer les paramètres Z_1 et Z_2 et introduire la constante de propagation P et l'impédance itérative Z_0 qui vont être définies.

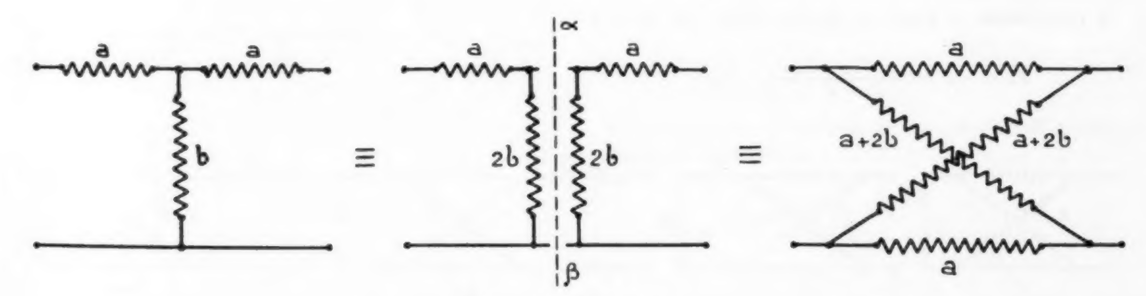


Fig. 10 *a*. — Cellule en T.

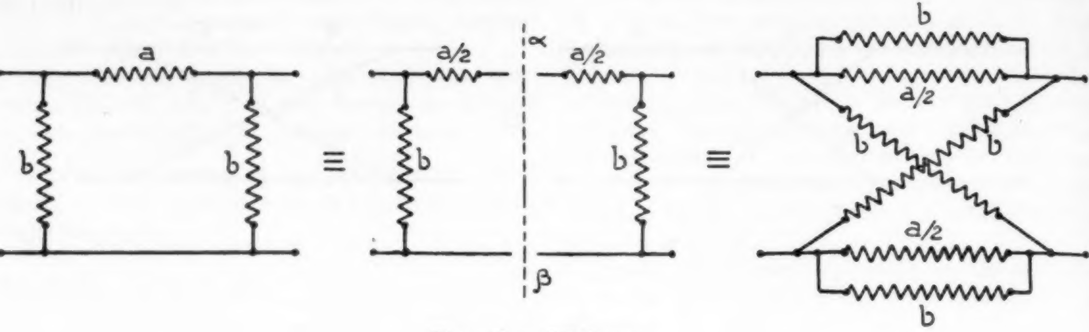


Fig. 10 *b*. — Cellule en π.

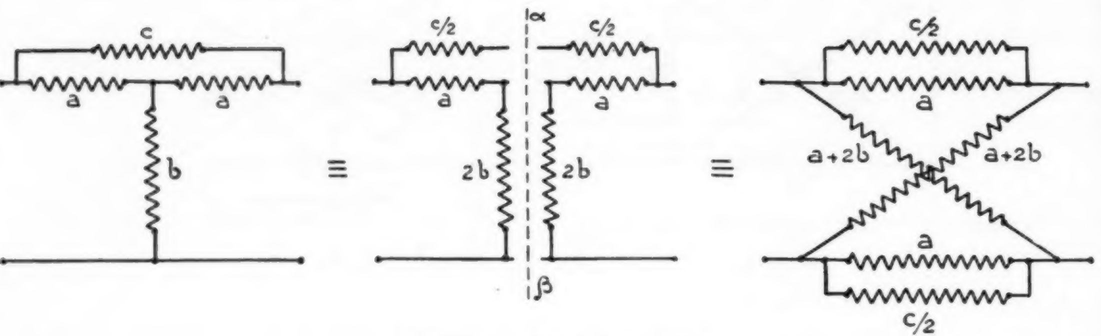


Fig. 10 *c*. — Cellule en T ponté.

CELLULE EN TREILLIS.

A. Impédance itérative d'une cellule en treillis.

Fermons la cellule sur une impédance Z et calculons l'impédance Z_r à l'entrée. Les transformations successives du schéma de cette cellule (équivalence à un dipôle) sont représentées par les figures 11.

Le schéma de la figure 11 *a* est équivalent au suivant (*fig.* 11 *b*).

L'impédance à l'entrée de la cellule est donc :

$$Z_E = -Z + 2\frac{(Z_1+Z)(Z_2+Z)}{(Z_1+Z)+(Z_2+Z)},$$

ou, sous la forme d'une fraction :

$$Z_E = Z\frac{2\dfrac{Z_1Z_2}{Z} + (Z_1+Z_2)}{2Z+(Z_1+Z_2)}. \qquad (1)$$

Fig. 11 *b*.

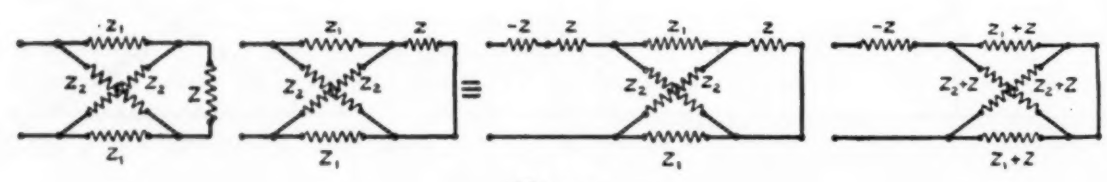


Fig. 11 *a*.

On appelle impédance « itérative » la valeur Z_0 de l'impédance Z sur laquelle il faut fermer la cellule pour retrouver la même impédance à l'entrée, c'est-à-dire telle que $Z_E = Z_0$. De l'expression (1), on tire immédiatement la condition :

$$2\frac{Z_1 Z_2}{Z_0} = 2 Z_0,$$

ou

$$Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2}. \qquad (2)$$

B. Constante de propagation

Appelons $e^P = \frac{U_E}{U_S}$ le rapport entre la tension à l'entrée de la cellule et celle à la sortie, la cellule étant fermée sur son impédance itérative Z_0; e est la base des logarithmes neperiens.

P est appelé « constante de propagation ».

Fermons la cellule sur une impédance quelconque Z. Si la cellule est alimentée à tension constante U_E, la tension à la sortie ne change pas, quand on ferme la cellule à l'entrée sur l'impédance Z.

On obtient (*fig.* 12) les schémas équivalents suivants :

où

$$Z'_1 = \frac{ZZ_1}{Z+Z_1}, \qquad Z'_2 = \frac{ZZ_2}{Z+Z_2}$$

et

$$U_E = I(Z'_1 + Z'_2), \qquad U_S = I(Z'_1 - Z'_2),$$

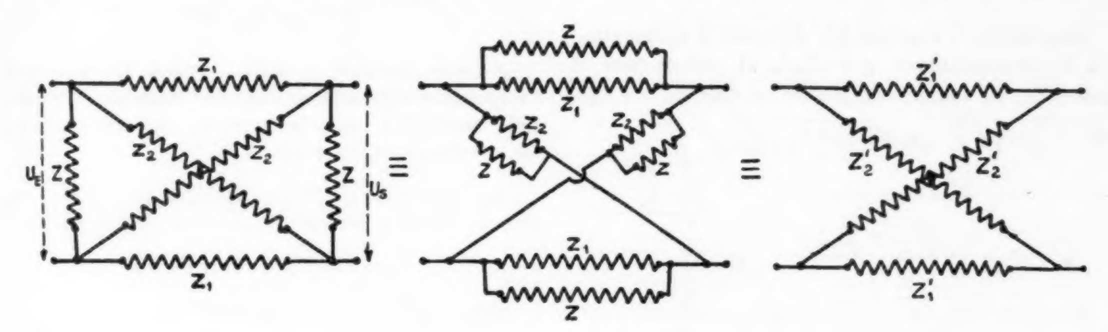


Fig. 12.

I étant le courant dans chaque bras. Explicitant ces résultats, on trouve successivement :

$$(3) \qquad e^P = \frac{U_E}{U_S} = \frac{Z'_1 + Z'_2}{Z'_1 - Z'_2} = \frac{\frac{ZZ_1}{Z+Z_1} + \frac{ZZ_2}{Z+Z_2}}{\frac{ZZ_1}{Z+Z_1} - \frac{ZZ_2}{Z+Z_2}} = \frac{2Z_1Z_2 + (Z_1+Z_2)Z}{(Z_1 - Z_2)Z}.$$

Supposons que :

$$Z = Z_0.$$

En divisant le numérateur et le dénominateur par $Z_0 Z_2$ et en tenant compte de ce que $Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2}$, on trouve :

$$e^P = \frac{U_E}{U_S} = \frac{2\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} + \frac{Z_1}{Z_2} + 1}{\frac{Z_1}{Z_2} - 1} = \frac{\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} + 1}{\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} - 1},$$

d'où, en tirant la valeur de $\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}$:

$$\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} = \frac{e^P + 1}{e^P - 1} = \operatorname{th}\frac{P}{2},$$

c'est-à-dire :

$$(4) \qquad \operatorname{th}\frac{P}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}.$$

REMARQUE. — Si l'impédance terminale de la cellule est nulle, on a :

$$Z_{cc} = \frac{2Z_1Z_2}{Z_1+Z_2} = \frac{2Z_1}{\frac{Z_1}{Z_2}+1} = Z_0\frac{2\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}}{\left(\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}\right)^2 + 1} = Z_0\frac{2\operatorname{th}\frac{P}{2}}{\operatorname{th}^2\frac{P}{2} + 1},$$

ou

$$Z_{cc} = Z_0 \operatorname{th} P.$$

Si l'impédance terminale de la cellule est infinie, on obtient finalement :

$$Z_{co} = \frac{Z_1 + Z_2}{2} = \frac{\frac{Z_1}{Z_2} + 1}{\frac{2}{Z_2}} = Z_0\frac{\operatorname{th}^2\frac{P}{2} + 1}{2\operatorname{th}\frac{P}{2}}$$

ou

$$Z_{co} = Z_0 \operatorname{cth} P.$$

Atténuation e^P pour une terminaison quelconque.

Si Z est quelconque, posons :

$$Z = \gamma Z_0.$$

L'expression (3) devient :

$$e^P = \frac{2\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} + \gamma\left(\frac{Z_1}{Z_2} + 1\right)}{\gamma\left(\frac{Z_1}{Z_2} - 1\right)} = \frac{1}{\gamma}\,\frac{2\,\mathrm{th}\frac{P}{2}}{\mathrm{th}^2\frac{P}{2} - 1} + \frac{\mathrm{th}^2\frac{P}{2} + 1}{\mathrm{th}^2\frac{P}{2} - 1}$$

ou

$$(5) \qquad e^P = \frac{1}{\gamma}\,\mathrm{sh}\,P + \mathrm{ch}\,P.$$

Impédance ramenée à l'entrée de la cellule.

Reprenant la formule (1), divisons le numérateur et le dénominateur par $Z_0 Z_2$ et remplaçons Z par γZ_0; en tenant compte de ce que $Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2}$ et $\mathrm{th}\frac{P}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}$, on obtient :

$$Z_E = \gamma Z_0 \frac{2\gamma\frac{Z_0}{\sqrt{Z_1 Z_2}} + \frac{Z_1}{Z_2} + 1}{2\gamma\frac{\sqrt{Z_1 Z_2}}{Z_0} + \frac{Z_1}{Z_2} + 1} = \gamma Z_0 \frac{\frac{1}{\gamma}\frac{2\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}}{\frac{Z_1}{Z_2} + 1} + 1}{\frac{2\gamma\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}}{\frac{Z_1}{Z_2} + 1} + 1}$$

$$= \gamma Z_0 \frac{\frac{1}{\gamma}\,\mathrm{th}\,P + 1}{\gamma\,\mathrm{th}\,P + 1} = Z\frac{\frac{1}{\gamma}\,\mathrm{sh}\,P + \mathrm{ch}\,P}{\gamma\,\mathrm{sh}\,P + \mathrm{ch}\,P}.$$

Avec

$$Z_E = \gamma' Z_0,$$

on obtient :

$$(6) \qquad \gamma' = \gamma\frac{\frac{1}{\gamma}\,\mathrm{sh}\,P + \mathrm{ch}\,P}{\gamma\,\mathrm{sh}\,P + \mathrm{ch}\,P}.$$

De ces formules, on peut déduire les résultats suivants :

1° L'impédance ramenée est proportionnelle à l'impédance terminale, le coefficient étant le rapport des atténuations, obtenues l'une avec l'impédance terminale donnée, l'autre avec une valeur de cette impédance telle que le coefficient de proportionnalité la liant à l'impédance itérative soit, dans ce deuxième cas, l'inverse de ce qu'il était dans le premier cas;

2° Si l'on inverse le coefficient liant l'impédance terminale à l'impédance itérative, il faut également inverser le coefficient liant l'impédance ramenée à l'impédance itérative;

3° L'atténuation relative au courant n'est égale à celle relative à la tension que si le coefficient liant l'impédance terminale à l'impédance itérative est, dans le deuxième cas, inverse de ce qu'il était dans le premier cas.

Cette dernière propriété est facile à démontrer. En effet appelons :

I_E courant à l'entrée,	U_E tension à l'entrée,
I_S » à la sortie,	U_S » à la sortie.

On a :

$$I_E = \frac{U_E}{\gamma' Z_0}, \qquad I_S = \frac{U_S}{\gamma Z_0},$$

$$\frac{I_E}{I_S} = \frac{U_E}{U_S}\,\frac{\gamma}{\gamma'} = \left(\frac{1}{\gamma}\,\mathrm{sh}\,P + \mathrm{ch}\,P\right)\frac{\gamma\,\mathrm{sh}\,P + \mathrm{ch}\,P}{\frac{1}{\gamma}\,\mathrm{sh}\,P + \mathrm{ch}\,P}$$

ou

$$(7) \qquad \frac{I_E}{I_S} = \gamma\,\mathrm{sh}\,P + \mathrm{ch}\,P.$$

4° Cette dernière relation permet de dire que l'impédance ramenée est égale à l'impédance terminale multipliée par le rapport des atténuations de la tension et du courant.

Remarque I. — Cette dernière propriété peut être facilement démontrée autrement. En effet :

$$U_E = Z_0 \gamma' I_E, \qquad U_S = Z_0 \gamma I_S;$$

le rapport de ces deux tensions s'écrit :

$$\frac{U_E}{U_S} = \frac{\gamma'}{\gamma}\,\frac{I_E}{I_S} \qquad \text{ou} \qquad \gamma' = \gamma\,\frac{U_E}{U_S}\,\frac{I_S}{I_E}.$$

Remarque II. — Il est bien entendu que l'atténuation est, en général, mesurée par un nombre complexe.

Remarque III. — Tous ces résultats sont indépendants de la nature du quadripôle symétrique traité; les seuls paramètres entrant en jeu sont la constante de propagation P et l'impédance itérative Z_0.

On verra plus loin que, lorsque le quadripôle est dissymétrique, les trois paramètres qu'on emploiera seront la constante de propagation P et les deux impédances images.

Tous les résultats que nous trouverons pour les quadripôles symétriques seront généralisés et présentés sous forme très simple pour les quadripôles dissymétriques.

Atténuation des quadripôles fermés sur deux impédances quelconques.

Imaginons maintenant un quadripôle fermé sur une impédance $\gamma_S Z_0$ et alimenté par une f. é. m. E à travers une impédance $\gamma_E Z_0$.

Appelons :

A_i l'atténuation en courant et
A_u l'atténuation en tension.

La loi d'Ohm nous donne :

$$E = U_E + \gamma_E Z_0 I_E = U_S\left(A_u + \frac{\gamma_E}{\gamma_S} A_i\right).$$

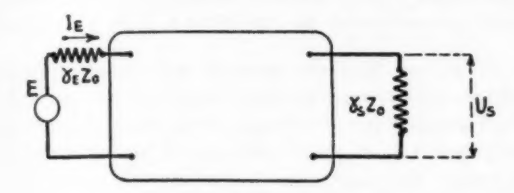


Fig. 13.

L'atténuation totale étant par définition :

$$A_T = \frac{E}{U_S} = A_u + \frac{\gamma_E}{\gamma_S} A_i$$

et, prenant en considération les relations (5) et (7), on peut écrire :

$$(8) \qquad A_T = \left(\frac{1}{\gamma_S} + \gamma_E\right) \operatorname{sh} P + 2 \operatorname{ch} P;$$

pour

$$\gamma_S = \gamma_E = 1, \qquad A_T = 2(\operatorname{sh} P + \operatorname{ch} P) = 2\, e^P.$$

Théorie de la bande passante.

On appelle « bande passante » la bande des fréquences pour lesquelles le module de l'atténuation est égal à l'unité, le quadripôle étant fermé sur son impédance itérative.

Il faut et il suffit pour cela que P soit une imaginaire pure.

En effet, on peut écrire $e^P = e^{\alpha + j\beta}$ et, pour que le module de e^P soit égal à 1, on doit avoir évidemment $\alpha = 0$.

Il faut donc que, dans la formule

$$\operatorname{th} \frac{P}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}},$$

on ait :

$$\frac{Z_1}{Z_2} < 0.$$

En première approximation, nous supposerons que Z_1 et Z_2 sont des réactances pures et que, par conséquent, l'impédance itérative

$$Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2}$$

est réelle.

Posons $P = j\varphi$, φ étant l'angle de phase, lorsque le quadripôle est fermé sur son impédance itérative. Nous avons :

$$\operatorname{th} \frac{j\varphi}{2} = j \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = j\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} \quad \text{ou} \quad \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}.$$

Reprenons l'expression (5) et posons :

$$\gamma = \rho^{j\theta} = \rho(\cos\theta + j\sin\theta),$$

nous trouvons :

$$e^P = \cos\varphi + j\frac{1}{\gamma}\sin\varphi$$
$$= \cos\varphi + j\frac{1}{\rho}(\cos\theta - j\sin\theta)\sin\varphi$$
$$= \left[\cos\varphi + \frac{1}{\rho}\sin\theta\sin\varphi\right] - \frac{j}{\rho}[\cos\theta\sin\varphi].$$

Le module de e^P sera :

$$(9) \quad |e^P| = \sqrt{\cos^2\varphi + \frac{1}{\rho^2}\sin^2\theta\sin^2\varphi + \frac{2}{\rho}\sin\theta\cos\varphi\sin\varphi + \frac{1}{\rho^2}\cos^2\theta\sin^2\varphi}$$
$$= \sqrt{\cos^2\varphi + \frac{\sin^2\varphi}{\rho^2} + 2\cos\varphi\frac{\sin\varphi}{\rho}\sin\theta}.$$

Cette dernière expression (9) se prête facilement à une interprétation géométrique simple.

e^P peut être considéré comme le module de la résultante de deux vecteurs $\vec{V_1} = \cos\varphi$ et $\vec{V_2} = \frac{1}{\rho}\sin\varphi$, faisant un angle $\frac{\pi}{2} - \theta$ (*fig.* 14).

$$\overrightarrow{OA} = \vec{V_1} = \cos\varphi,$$
$$\overrightarrow{OB} = \vec{V_2} = \frac{1}{\rho}\sin\varphi,$$
$$\overrightarrow{OC} = |e^P|.$$

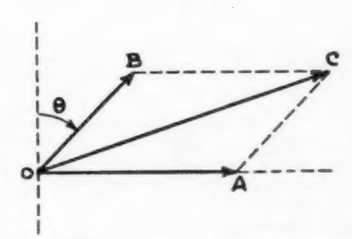


Fig. 14.

Lorsque l'adaptation diffère de Z_0, l'atténuation dans la bande passante change, car ρ change.

La figure 15 nous montre la manière de procéder pour trouver graphiquement l'atténuation $|e^P|$.

Se donnant l'angle φ, on porte sur l'axe des abscisses gradué en cos φ le vecteur $\overrightarrow{V_1} = \cos\varphi$ et l'on gradue les quadrants du demi-cercle trigométrique en degrés (*fig.* 15).

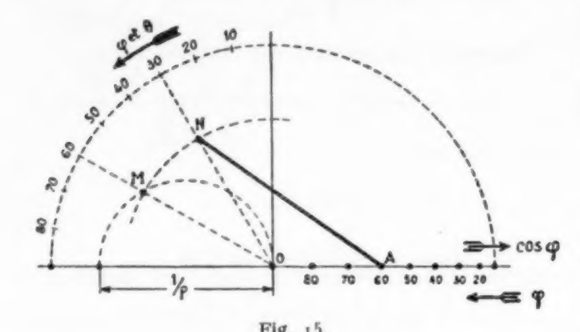


Fig. 15.

N. B. — Le dessin a été fait à l'échelle avec

$$\varphi = 60°, \qquad \rho = 1{,}3, \qquad \theta = 30°.$$

Traçons le demi-cercle de diamètre $\frac{1}{\rho}$ et joignons O à la division φ sur l'arc du cercle.

OM représente en module le vecteur V_2, car

$$OM = OB\cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) = \frac{1}{\rho}\sin\varphi.$$

Le lieu de M quand on fait varier l'angle θ est un cercle de rayon OM et de centre O.

Joignons maintenant la division correspondant à θ donné et l'origine O. L'intersection du cercle, lieu des points M, et de cette droite nous donne le point N.

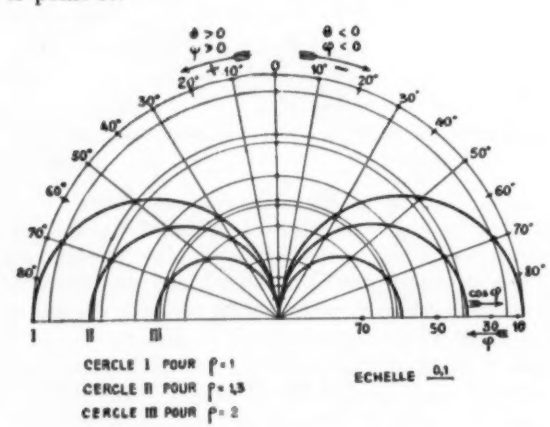


Fig. 16.

Le vecteur ON est le vecteur V_2 et, par conséquent, NA représente bien la résultante des deux vecteurs : $V_1 = \cos\varphi$ et $V_2 = \frac{1}{\rho}\sin\varphi$, décalés l'un par rapport à l'autre de l'angle $\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)$.

Sur l'abaque ci-joint (*fig.* 16), est tracée une famille de cercles pour les différentes valeurs de $\frac{1}{\rho}$, qui permettra de trouver, comme il a été décrit plus haut, le module de l'atténuation, à condition bien naturellement de connaître ρ, θ et φ.

N. B. — Si nous prenons une association de cellules symétriques de même impédance itérative Z_0, il est évident que l'impédance itérative de l'ensemble sera égale à Z_0 et que la constante de propagation sera la somme des constantes de propagation des cellules.

Les mêmes formules restent applicables à condition de remplacer la constante de propagation P par la somme ΣP des constantes de propagation de toutes les cellules.

TROISIÈME PARTIE.

ÉTUDE DU QUADRIPÔLE DISSYMÉTRIQUE.

Impédances images.

Considérons un quadripôle dissymétrique fermé sur les impédances terminales Z_0 et Z'_0 (*fig.* 17).

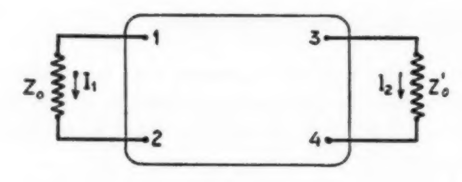


Fig. 17.

On dit que Z_0 et Z'_0 sont les « impédances images » du quadripôle, lorsque, fermant l'entrée (bornes 1 et 2) sur l'impédance Z_0, on trouve entre les bornes 3 et 4 l'impédance Z'_0 et *vice versa*. Un tel quadripôle se trouve entièrement déterminé par les valeurs Z_0 et Z'_0 et par sa constante de transfert Φ, cette dernière étant par définition donnée par la relation suivante :

$$e^{\Phi} = \sqrt{\frac{V_1 I_1}{V_2 I_2}},$$

V_1 tension entre les bornes 1 et 2,
V_2 tension entre les bornes 3 et 4,
I_1 courant à l'entrée,
I_2 courant à la sortie.

Démontrons que cette constante de transfert est la même pour la transmission dans les deux sens. En effet,

(sens →) $V_1 = I_1 Z_{01}, \quad V_2 = I_2 Z_{02},$

(1) $$e^{\Phi} = \frac{I_1}{I_2}\sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}}.$$

Pour la transmission en sens inverse, on a de même :

(sens ←) $V'_2 = I'_2 Z_{02}, \quad V'_1 = I'_1 Z_{01},$

(2) $$e^{\Phi'} = \frac{I'_2}{I'_1}\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}}.$$

Supposons que la f. é. m. E est la même dans les deux cas. On peut alors écrire :

$$I'_1 = \frac{E}{2 Z_{01}} \quad \text{et} \quad I'_2 = \frac{E}{2 Z_{02}}.$$

D'après le théorème de réciprocité, on a :

$$I'_1 = I_2.$$

Prenant le rapport des expressions (1) et (2), on trouve :

$$\frac{e^{\Phi}}{e^{\Phi'}} = e^{\Phi - \Phi'} = 1, \quad \text{d'où} \quad \Phi = \Phi'.$$

Donc la constante de transfert est la même pour la transmission dans les deux sens.

Atténuation en tension.

Les impédances terminales étant Z_{01} et Z_{02}, on a :

$$I_1 = \frac{V_1}{Z_{01}}, \quad I_2 = \frac{V_2}{Z_{02}}$$

et

$$e^{\Phi} = \sqrt{\frac{V_1 I_1}{V_2 I_2}} = \sqrt{\frac{V_1}{V_2}\,\frac{V_1}{V_2}\,\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} = \frac{V_1}{V_2}\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}} = e^{P}\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}}.$$

On en tire donc, pour la transmission dans les deux sens :

(sens →) $$e^{P} = e^{\Phi}\sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}},$$

(sens ←) $$e^{P'} = e^{\Phi'}\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}}.$$

Calcul des éléments d'un quadripôle.

Prenons un quadripôle dissymétrique et complétons-le par son image. Nous obtenons l'équivalence suivante (*fig.* 18).

Les valeurs des impédances itératives Z_{01} et Z_{02} se déduisent du théorème de Bartlett et nous montrerons facilement que :

$$Z_{01} = \sqrt{Z_{cc_1} Z_{co_1}}, \quad Z_{02} = \sqrt{Z_{cc_2} Z_{co_2}}$$

et $$\operatorname{th}\theta = \sqrt{\frac{Z_{cc_1}}{Z_{co_1}}} = \sqrt{\frac{Z_{cc_2}}{Z_{co_2}}}.$$

En effet, la constante de propagation de l'ensemble est :

$$P_1 + P_2 = 2\theta,$$

où P_1 et P_2 sont les constantes de propagation dans un sens et dans l'autre. Or θ est la même dans les deux sens et la constante de propagation de l'ensemble est donc :

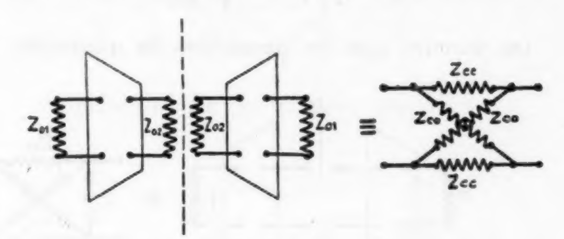


Fig. 18.

$$P = P_1 + P_2 = 2\theta.$$

Comme d'une façon générale

$$Z_0 = \sqrt{Z_{cc} Z_{co}} \quad \text{et} \quad \operatorname{th}\frac{P}{2} = \sqrt{\frac{Z_{cc}}{Z_{co}}},$$

on retrouve les relations ci-dessus.

Équivalence entre un quadripôle dissymétrique et un quadripôle symétrique suivi d'un transformateur parfait.

Imaginons un quadripôle symétrique suivi d'un transformateur parfait (*fig.* 19).

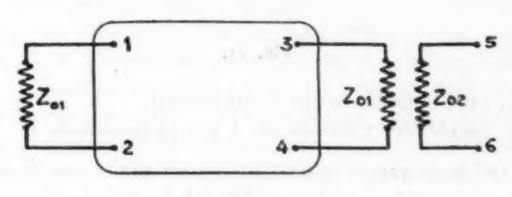


Fig. 19.

Un tel quadripôle est caractérisé par les trois paramètres Z_{01}, Z_{02} et la constante de transfert θ.

Soit

$$K = \sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}} = \frac{V_3}{V_2}$$

le rapport des impédances du transformateur.

En appelant :

V_1 la tension entre les bornes 1 et 2,
V_2 la tension entre les bornes 3 et 4,
V_3 la tension entre les bornes 5 et 6,

calculons le rapport $\frac{V_1}{V_3}$:

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{V_1}{V_2}\frac{V_2}{V_3} = e^P\sqrt{\frac{Z_{02}}{Z_{01}}}.$$

On retrouve donc les paramètres du quadripôle dissymétrique. L'équivalence est complète et la généralisation des résultats de l'étude du quadripôle symétrique est immédiate.

Impédance ramenée par une cellule quelconque.

Pour éviter la démonstration basée sur le transformateur parfait dont nous n'avons pas fait la théorie, voici une méthode directe pour l'établissement de l'expression de l'impédance ramenée.

Considérons une cellule dissymétrique fermée à l'entrée sur une résistance r et complétons cette cellule par son image. En vertu du théorème de Bartlett, cet ensemble équivaut à une cellule de structure en treillis dont l'équivalence est mise en évidence par les schémas ci-dessous (*fig.* 20).

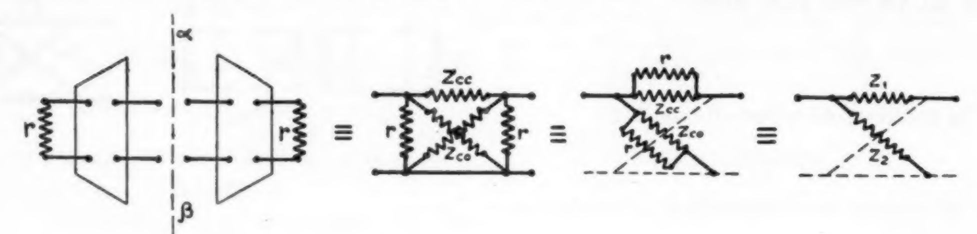


Fig. 20.

Les impédances z_1 et z_2 sont définies par les relations suivantes :

$$(3) \qquad z_1 = \frac{rZ_{cc}}{r + Z_{co}} \qquad \text{et} \qquad z_2 = \frac{rZ_{co}}{r + Z_{cc}}.$$

Retournons maintenant la cellule. L'ensemble d'une telle cellule et de son image est représenté sur la figure 21.

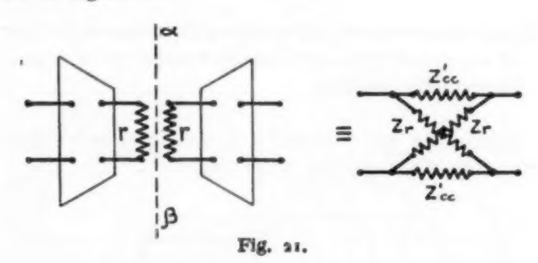


Fig. 21.

Z_{cc} est l'impédance de court-circuit,
Z_r impédance ramenée en A par la résistance r.

Or, nous avons vu précédemment que la constante de propagation de l'ensemble est la même dans les deux cas (*fig.* 1 et 2). Écrivons donc :

$$(4) \qquad \operatorname{th} P = \sqrt{\frac{z_1}{z_2}} = \sqrt{\frac{Z_{cc}}{Z_{co}}}\sqrt{\frac{r + Z_{co}}{r + Z_{cc}}} = \sqrt{\frac{Z'_{cc}}{Z_r}}.$$

L'expression de Z_r tirée de cette relation (4) est :

$$(5) \qquad Z_r = Z'_{cc}\frac{Z_{co}}{Z_{cc}}\frac{r + Z_{cc}}{r + Z_{co}}.$$

Posons :

$$Z_r = \gamma' Z'_0, \qquad r = \gamma Z_0, \qquad b = \sqrt{\frac{Z_{cc}}{Z_{co}}}$$

(où b se rapporte à l'ensemble des deux cellules non fermées sur r) et portons ces valeurs dans l'expression (5) :

$$\gamma' Z'_0 = \frac{Z'_{cc}Z_{co}}{Z_{cc}}\frac{\gamma Z_0 + Z_{cc}}{\gamma Z_0 + Z_{co}}$$

$$= \frac{Z'_{cc}Z_{co}}{Z_{cc}}\frac{\gamma Z_0\left(1 + \frac{1}{\gamma}\frac{Z_{cc}}{Z_0}\right)}{Z_{co}\left(1 + \gamma\frac{Z_0}{Z_{co}}\right)} = \frac{Z'_{cc}}{Z_{cc}}Z_0\gamma\frac{1 + \frac{1}{\gamma}b}{1 + \gamma b},$$

d'où

$$\gamma' = \frac{Z'_{cc}}{Z_{cc}}\frac{\sqrt{Z_{cc}Z_{co}}}{\sqrt{Z'_{cc}Z'_{co}}}\gamma\frac{1 + \frac{1}{\gamma}b}{1 + \gamma b} = \sqrt{\frac{Z'_{cc}}{Z'_{co}}}\sqrt{\frac{Z_{co}}{Z_{cc}}}\gamma\frac{1 + \frac{1}{\gamma}b}{1 + \gamma b}$$

et finalement,

$$(6) \qquad \gamma' = \gamma\frac{1 + \frac{1}{\gamma}b}{1 + \gamma b} = \gamma\frac{\frac{1}{\gamma}\operatorname{th} P + 1}{\gamma\operatorname{th} P + 1} = \gamma\frac{\frac{1}{\gamma}\operatorname{sh} P + \operatorname{ch} P}{\gamma\operatorname{sh} P + \operatorname{ch} P}.$$

ANNEXE I.

Application aux lignes de la théorie exposée.

Considérons un tronçon infiniment petit Δx d'une ligne double caractérisée par ses constantes :

l self par unité de longueur,
c capacité par unité de longueur,
r résistance par unité de longueur,
a perditance par unité de longueur.

Ce tronçon de ligne représente un quadripôle symétrique, donc transformable, par application du théorème de Bartlett, en une cellule en treillis. Sectionnons ce tronçon suivant son axe de symétrie (*fig.* 22).

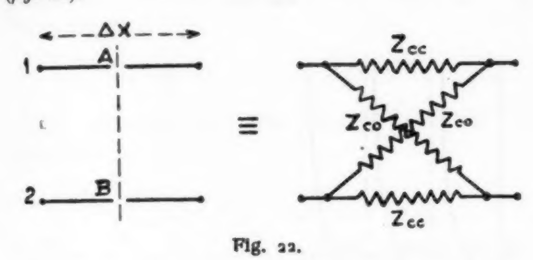


Fig. 22.

A circuit ouvert entre A et B, l'impédance mesurée entre les bornes 1 et 2 est :

$$Z_{co} = \frac{1}{\left(\frac{1}{a} - jc\omega\right)\frac{\Delta x}{2}}.$$

Mettons A et B en court-circuit, l'impédance entre les mêmes points 1 et 2 devient :

$$Z_{cc} = (r + jl\omega)\frac{\Delta x}{2}.$$

On a :

$$\text{th}\,\frac{\Delta P}{2} = \sqrt{\frac{Z_{cc}}{Z_{co}}} = \frac{\Delta x}{2}\sqrt{(r + jl\omega)\left(\frac{1}{a} - jc\omega\right)}$$

et, comme

$$\lim\left(\text{th}\,\frac{\Delta P}{2}\right) = \frac{\Delta P}{2} \qquad \text{pour } \Delta P = 0,$$

on peut écrire :

$$\frac{\Delta P}{2} = \frac{\Delta x}{2}\sqrt{(r + jl\omega)\left(\frac{1}{a} - jc\omega\right)}$$

ou, en intégrant :

$$P = x\sqrt{(r + jl\omega)\left(\frac{1}{a} - jc\omega\right)}.$$

Appliquons ces résultats à la ligne sans résistance, ni perditance. Dans ce cas, $a = \infty$, $r = 0$.

I. *Calcul de la vitesse de propagation.* — La relation (11) devient :

$$P = \varphi = x\omega\sqrt{lc}.$$

Pour $x = \lambda$, $\varphi = 2\pi$; comme

$$\omega = 2\pi f \qquad \text{et} \qquad \lambda = VT = \frac{V}{f},$$

V étant la vitesse de propagation et f la fréquence. On a alors

$$2\pi = \lambda\, 2\pi f\sqrt{lc} = \frac{V}{f}\, 2\pi f\sqrt{lc}, \qquad \text{d'où} \qquad V = \frac{1}{\sqrt{lc}}.$$

II. *Calcul de l'impédance caractéristique.*

$$Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2} = \sqrt{\frac{l\omega}{c\omega}} = \sqrt{\frac{l}{c}}.$$

On retrouve ainsi les formules classiques.

ANNEXE II.

Impédance itérative au milieu de la bande pour un filtre passe-bande à bande étroite.

Toutes les impédances peuvent être classées en les quatre catégories suivantes (*voir* par exemple Shea, Transmission Networks and Wave filters).

$$1^\circ \quad Z_1 = jL\omega\frac{(\omega_2^2 - \omega^2)(\omega_4^2 - \omega^2)(\ldots)(\omega_n^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2)(\ldots)(\omega_{n-1}^2 - \omega^2)},$$

$$2^\circ \quad Z_2 = -j\frac{1}{c\omega}\frac{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2)(\ldots)(\omega_{n-1}^2 - \omega^2)}{(\omega_2^2 - \omega^2)(\omega_4^2 - \omega^2)(\ldots)(\omega_n^2 - \omega^2)},$$

$$3^\circ \quad Z_3 = j\frac{\omega}{c}\frac{(\omega_2^2 - \omega^2)(\omega_4^2 - \omega^2)(\ldots)(\omega_{n-1}^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2)(\ldots)(\omega_n^2 - \omega^2)},$$

$$4^\circ \quad Z_4 = -j\frac{L}{\omega}\frac{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2)(\ldots)(\omega_n^2 - \omega^2)}{(\omega_2^2 - \omega^2)(\omega_4^2 - \omega^2)(\ldots)(\omega_{n-1}^2 - \omega^2)}.$$

Les courbes $Z = f(\omega)$ pour les quatre cas sont représentées sur les figures ci-après (*fig.* 23, 24, 25, 26).

Dans la bande passante, les réactances sont de signe contraire. Pour satisfaire à cette condition, tous les pôles de Z_1 doivent correspondre aux zéros de Z_2 et inversement, sauf pour les points singuliers qui limitent la bande. Il est en effet évident que la bande est toujours limitée par un point singulier pour l'une des impédances, sans l'être pour l'autre; en dehors de la bande passante, Z_1 et Z_2 doivent en effet être de même signe et cela n'est possible que si le signe change pour une seule réactance.

L'impédance itérative d'un filtre étant

$$Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2},$$

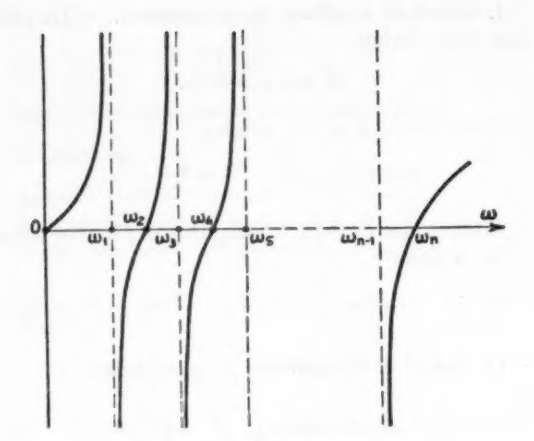


Fig. 23.

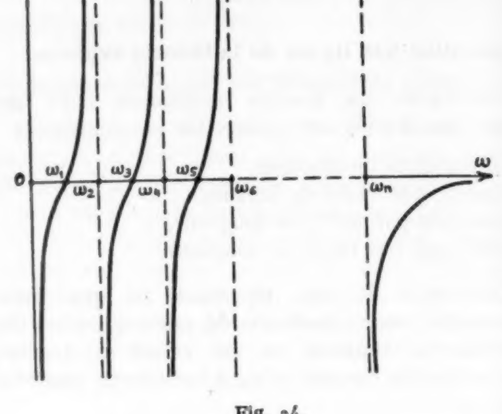


Fig. 24.

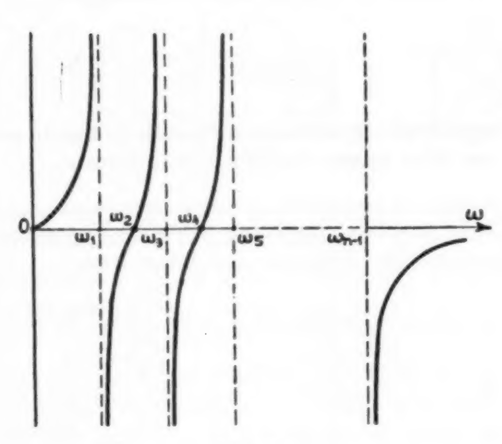


Fig. 25.

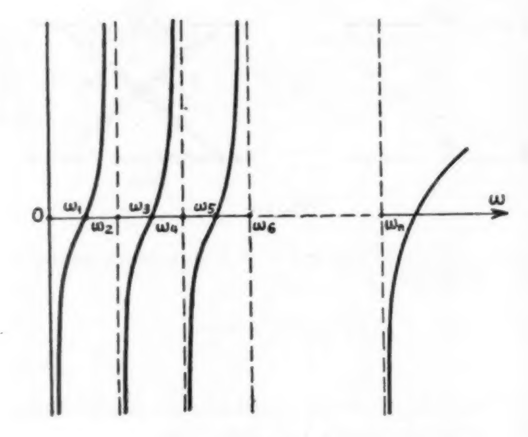


Fig. 26.

tous les binomes $(\omega_i^2 - \omega^2)$ figurant au numérateur et au dénominateur de la fraction Z_1Z_2 disparaissent par simplification, sauf pour les ω_i extérieures.

Les quatre cas suivants peuvent se présenter :

La bande est limitée par :

	1.	2.		
1[er] cas....	zéro	zéro	Impédance du type	4
2[e] »	pôle	pôle	»	» 3
3[e] »	zéro	»	»	» 2
4[e] »	pôle	zéro	»	» 1

Premier cas. — L'impédance itérative Z_0 se réduit à

$$|Z_0| = \frac{\sqrt{L_1 L_2}}{\omega}\sqrt{(\omega_1^2-\omega^2)(\omega_n^2-\omega^2)}$$

$$= \frac{\sqrt{L_1 L_2}}{\omega}\sqrt{(\omega_1+\omega)(\omega_1-\omega)(\omega_n+\omega)(\omega_n-\omega)}.$$

Dans le milieu de la bande passante, on a (*fig.* 27):

$$\omega = \omega_0,$$

$$\omega_1 + \omega_0 \cong \omega_0 + \omega_n \cong 2\omega_0,$$

$$\omega_n - \omega_0 = \omega_0 - \omega_1 \cong \frac{\Delta\omega}{2}.$$

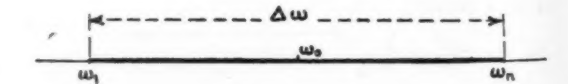


Fig. 27.

L'expression de Z_0 devient

$$Z_0 = \sqrt{L_1 L_2}\,\Delta\omega \quad \text{ou} \quad Z_0 = \sqrt{L_1\omega_0\, L_2\omega_0}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right).$$

Deuxième cas. — Répétant le même raisonnement, on trouve :

$$Z_0 \cong \frac{1}{\sqrt{C_1 C_2}\,\Delta\omega}.$$

Troisième cas.

$$Z_0 = -j\frac{1}{\sqrt{C_1 C_2}\,\omega_0}\sqrt{\frac{\omega_1^2-\omega_0^2}{\omega_n^2-\omega_0^2}}$$

$$= -j\frac{1}{\sqrt{C_1 C_2}}\frac{1}{\omega_0}\sqrt{\frac{(\omega_1-\omega_0)(\omega_1+\omega_0)}{(\omega_n-\omega_0)(\omega_n+\omega_0)}} \cong \frac{1}{\sqrt{C_1 C_2}}\frac{1}{\omega_0}.$$

Quatrième cas. — On trouve de même :

$$Z_0 \simeq \sqrt{L_1 L_2}\,\omega.$$

Dans la plupart des cas, loin des frontières, les atténuations des filtres sont importantes et $Z_1 \to Z_2$. Par conséquent :

$$L_1 \cong L_2 = L \quad \text{et} \quad C_1 \cong C_2 = C.$$

Nous pouvons donc dire que si la bande est limitée par :

a. Deux zéros, on a :

$$Z_0 \cong L\omega_0\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right), \quad \text{où } \frac{\Delta\omega}{\omega} = \text{largeur relative de la bande};$$

b. Deux pôles, on a :

$$Z_0 \cong \frac{1}{C\omega_0}\left(\frac{\omega_0}{\Delta\omega}\right);$$

c. Un pôle et un zéro, on a :

$$Z_0 \cong \frac{1}{C\omega_0} \quad \text{ou} \quad Z_0 \cong L\omega_0.$$

Dans ce dernier cas, comme on le voit, l'impédance itérative ne dépend pas directement de la largeur de bande.

Lorsqu'il s'agit d'une autre structure que celle en treillis, tout ce qui précède est encore applicable, à condition d'examiner, au lieu de Z_1 et Z_2, l'impédance à l'entrée du quadripôle terminé soit en court-circuit, soit en circuit ouvert. L'examen d'une seule impédance suffit, parce que, pour un filtre passe-bande, les courbes des deux impédances sont du même type, ces deux impédances étant de même signe en dehors de la bande.

Pour déterminer rapidement le type de la courbe, il suffit de voir pour les fréquences très faibles et très élevées si l'impédance est une capacité ou une self. Si, pour les fréquences faibles, c'est une self, le premier point singulier est un pôle; dans le cas d'une capacité, c'est un zéro.

Pour les fréquences très élevées, une self correspond à un zéro et une capacité à un pôle.

Pour trouver rapidement le coefficient de $L\omega_0$ ou de $\frac{1}{C\omega_0}$ dans l'expression de Z_0, il suffit de chercher la valeur de l'impédance à étudier, lorsque ω tend vers zéro ou vers l'infini et de remplacer dans cette expression ω par ω_0.

Cette expression se déduit, facilement, de la structure de l'impédance. Les démonstrations de ces propriétés sont immédiates.

Nota. — Les résultats ci-dessus ne sont valables que si les réactances Z_1 et Z_2 ne présentent aucun point singulier en dehors de la bande passante. On peut définir cette restriction, en disant qu'il n'y a qu'une seule bande passante. S'il existe, en dehors de la bande, un point singulier commun à Z_1 et Z_2, on peut dire qu'il existe une autre bande passante infiniment étroite.

ANNEXE III.

Calcul approché de la constante de propagation P.

Nous avons vu que la constante de propagation d'une cellule en treillis est donnée par l'expression suivante :

$$\text{(1)} \qquad \text{th}\frac{P}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}.$$

Posons :

$$\text{th}\frac{P}{2} = \sqrt{1-x}.$$

Explicitons l'expression (1) :

$$\text{th}\frac{P}{2} = \sqrt{1-x} = \frac{\text{sh}\frac{P}{2}}{\text{ch}\frac{P}{2}} = \frac{e^{\frac{P}{2}} - e^{-\frac{P}{2}}}{e^{\frac{P}{2}} + e^{-\frac{P}{2}}} = \frac{e^P-1}{e^P+1} = 1 - \frac{2}{e^P+1}.$$

Pour P suffisamment grand, négligeons l'unité devant le terme e^P et développons l'expression $\sqrt{1-x}$ en nous limitant aux deux premiers termes. On aura :

$$\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} = \sqrt{1-x} \cong 1 - \frac{x}{2} = 1 - 2e^{-P},$$

d'où l'on tire :

$$\text{(2)} \qquad e^{-P} = \frac{x}{4}.$$

Nous avons construit (*fig.* 28) les deux courbes de variation de P en fonction de x.

La courbe (1) donne l'expression exacte

$$\text{th}\,\frac{P}{2} = \sqrt{1-x}, \tag{1}$$

et la courbe (2) l'expression approchée

$$e^{-P} = \frac{x}{4}. \tag{2}$$

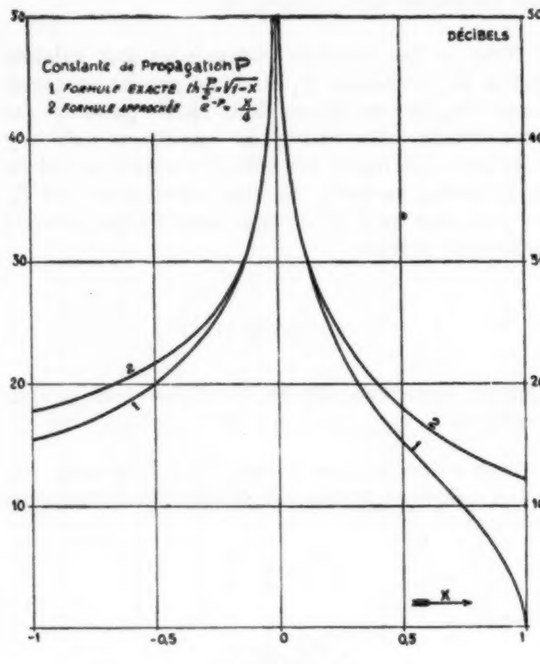


Fig. 28.

La différence des ordonnées de ces deux courbes nous donnera l'erreur commise, en décibels.

APPLICATION AUX FILTRES PASSE-BANDE.

Exemple I. — *Filtre à deux points singuliers* (*fig.* 29). Plaçons-nous dans le cas le plus fréquent, où, loin des frontières, les atténuations du filtre sont très grandes et pour lequel on a par conséquent :

$$Z_1 \cong Z_2.$$

Dans ces conditions, nous aurons (Annexe II) :

$$\frac{Z_1}{Z_2} = A\,\frac{\omega_1^2 - \omega^2}{\omega_2^2 - \omega^2},$$

où A est voisin de l'unité.

Posons $\omega_2 - \omega_1 = 2a$ et $\omega_M - \omega = \Delta\omega$ où M est le milieu de la bande passante.

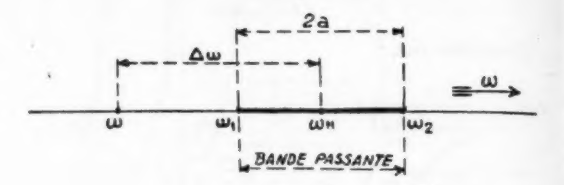


Fig. 29.

Avec ces notations, on obtient :

$$\frac{Z_1}{Z_2} = A\,\frac{(\omega_1-\omega)(\omega_1+\omega)}{(\omega_2-\omega)(\omega_2+\omega)} \tag{3}$$

$$\cong A\,\frac{\omega_1-\omega}{\omega_2-\omega} = A\left(1 - \frac{2a}{\Delta\omega + a}\right) \cong A\left(1 - \frac{2a}{\Delta\omega}\right).$$

Comparant les relations (2) et (3), on trouve pour $A = 1$:

$$e^{-P} \cong \frac{1}{4}\left(\frac{2a}{\Delta\omega}\right). \tag{4}$$

Exemple II. — *Filtre à trois points singuliers également espacés* (*fig.* 30). Posant comme précédemment :

$$\omega_2 - \omega_1 = \omega_3 - \omega_2 = 2a \qquad \text{et} \qquad \omega_M - \omega = \Delta\omega,$$

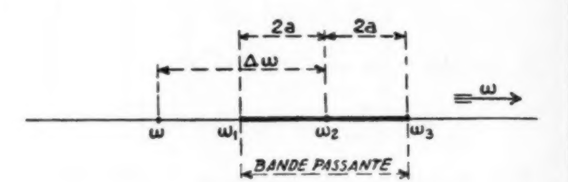


Fig. 30.

on trouve

$$\left\{\begin{aligned} \frac{Z_1}{Z_2} &= A\,\frac{\omega_1^2-\omega^2}{\omega_2^2-\omega^2}\,\frac{\omega_3^2-\omega^2}{\omega_2^2-\omega^2} \cong A\,\frac{(\omega_1-\omega)(\omega_3-\omega)}{(\omega_2-\omega)^2},\\ \frac{Z_1}{Z_2} &\cong A\,\frac{(\Delta\omega-2a)(\Delta\omega+2a)}{\overline{\Delta\omega}^2} = A\left[1-\left(\frac{2a}{\Delta\omega}\right)^2\right].\end{aligned}\right. \tag{5}$$

Comparant les relations (2) et (5), on trouve pour $A = 1$,

$$e^{-P} \cong \frac{1}{4}\left(\frac{2a}{\Delta\omega}\right)^2. \tag{6}$$

Exemple III. — *Filtre à n points singuliers également espacés* (*fig.* 31). Pour obtenir une formule générale, on se placera loin de la bande passante.

Deux cas peuvent se présenter :

1° n est pair,
2° n est impair.

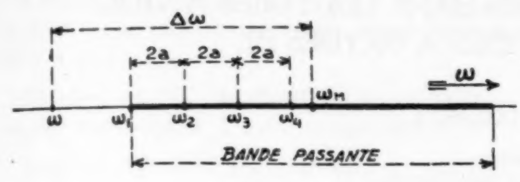


Fig. 31.

Posons pour simplifier l'écriture :

$$K_2 = \frac{Z_1}{Z_2} \quad \text{pour 2 points singuliers,}$$

$$K_3 = \frac{Z_1}{Z_2} \quad \text{» 3 » » ,}$$

$$K_n = \frac{Z_1}{Z_2} \quad \text{» } n \text{ » » .}$$

On trouve successivement :

$$K_3 = \frac{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2)}{(\omega_2^2 - \omega^2)^2} = K_2 \frac{\omega_3^2 - \omega^2}{\omega_2^2 - \omega^2} \cong K_2 \frac{\omega_3 - \omega}{\omega_2 - \omega},$$

$$K_4 = \frac{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2)}{(\omega_2^2 - \omega^2)^2(\omega_4^2 - \omega^2)}$$

$$= K_3 \frac{\omega_3^2 - \omega^2}{\omega_4^2 - \omega^2} \cong K_3 \frac{\omega_3 - \omega}{\omega_4 - \omega},$$

............................,

$$K_n \cong K_{n-1} \frac{\omega_{n-1} - \omega}{\omega_n - \omega} \qquad \text{pour } n \text{ pair,}$$

$$K_n \cong K_{n-1} \frac{\omega_n - \omega}{\omega_{n-1} - \omega} \qquad \text{pour } n \text{ impair.}$$

Conservant les mêmes notations, on trouve :

$$K_4 = A\left[1 - \left(\frac{2a}{\Delta\omega}\right)^2\right]\left[\frac{\Delta\omega + a}{\Delta\omega + 3a}\right]$$

$$\cong A\left[1 - \left(\frac{2a}{\Delta\omega}\right)^2\right]\left[1 - \frac{2a}{\Delta\omega}\right] \cong A\left[1 - \frac{2a}{\Delta\omega}\right],$$

$$K_5 = A\left[1 - \frac{2a}{\Delta\omega}\right]\left[\frac{\Delta\omega + 4a}{\Delta\omega + 2a}\right]$$

$$\cong A\left[1 - \frac{2a}{\Delta\omega}\right]\left[1 + \frac{2a}{\Delta\omega}\right] \cong A\left[1 - \left(\frac{2a}{\Delta\omega}\right)^2\right],$$

....

Ainsi pour n pair :

$$K_n = \frac{Z_1}{Z_2} \cong A\left[1 - \frac{2a}{\Delta\omega}\right],$$

et pour n impair :

$$K_n = \frac{Z_1}{Z_2} \cong A\left[1 - \left(\frac{2a}{\Delta\omega}\right)^2\right].$$

La comparaison avec la relation (2) nous donne pour $A = 1$:

$$e^{-P} \cong \frac{1}{4}\,\frac{2a}{\Delta\omega} \qquad \text{pour } n \text{ pair,}$$

$$e^{-P} \cong \frac{1}{4}\left(\frac{2a}{\Delta\omega}\right)^2 \qquad \text{pour } n \text{ impair.}$$

L'auteur tient à remercier M. Baklanoff, Ingénieur à la Division des Études de la S. F. R., pour l'aide précieuse qu'il lui a apportée dans la rédaction de ce travail.

LA MESURE DES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL DE CONTACT ET DU COURANT DE SATURATION DANS LES TUBES A VIDE UTILISANT DES CATHODES A OXYDES (1).

PAR ROBERT CHAMPEIX,

Ingénieur-Docteur,
Ingénieur à la Société « La Radiotechnique ».

SOMMAIRE. — *Recherchant la cause des déplacements de caractéristiques dans certains tubes à vide, l'auteur étudie un procédé de mesure de la différence de potentiel de contact entre la cathode et une autre électrode (généralement la première grille) d'un tube à vide. Il utilise pour cela la caractéristique log $I = f(V)$, dite « des courants résiduels », obtenue lorsque l'électrode considérée est portée à un potentiel retardateur par rapport à la cathode. Cette mesure de la d. d. p. de contact exigeant la connaissance du courant de saturation, l'auteur a ainsi été amené à étudier et à réaliser un dispositif permettant la mesure du courant de saturation des cathodes à oxydes, en utilisant la décharge d'un condensateur commandée par thyratrons.*

Il indique comment il faut, à son avis, interpréter la loi de Schottky pour déduire des mesures effectuées la valeur du courant de saturation vrai.

Il met en évidence un phénomène imprévu de modification de la pente de la droite log $I = f(V)$, lorsque l'on fait varier l'état de surface de l'électrode réceptrice.

Passant aux applications industrielles de ses recherches, il expose les moyens utilisés pour stabiliser la d. d. p. de contact lors de la fabrication en série des tubes de radio.

Introduction.

Parmi les difficultés rencontrées lors de la fabrication des tubes à vide utilisant des cathodes à oxydes, il en est une dont l'origine était assez obscure. Il s'agit du déplacement de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ correspondant à une diminution du courant anodique à tension de grille donnée. Cette translation se produit parallèlement à l'axe des V_g, et ne peut être imputée à une raison d'ordre mécanique (modification d'électrodes), ni à une diminution de l'émission électronique de la cathode (2). Il était probable que seule une variation de la différence de potentiel de contact entre la cathode et la grille pouvait expliquer ce phénomène.

Il restait à chiffrer cette d. d. p. de contact, à étudier ses variations et à séparer sa part de responsabilité dans les perturbations constatées de celle d'autres phénomènes secondaires qui peuvent également agir, soit dans le même sens, soit en sens inverse.

Le but de ces recherches est donc :

1° De mettre au point un procédé permettant de mesurer avec une précision suffisante ces d. d. p. de contact, en nous limitant au cas où l'on emploie une cathode de nickel recouverte d'oxydes de baryum et de strontium, ce qui est le cas de la plupart des tubes à vide construits actuellement;

2° De déterminer les facteurs qui influent sur ces d. d. p. de contact, et de rechercher les méthodes à employer pour leur donner une valeur aussi constante que possible, soit en cours de fabrication, soit pendant l'existence du tube.

Ainsi qu'on le verra, la mesure de la d. d. p. de contact exige la connaissance du courant de saturation de la cathode. Ceci peut s'obtenir facilement si l'on admet de faire cette mesure pour une température assez basse de la cathode. Il est toutefois intéressant d'étudier la variation de la d. d. p. de contact en fonction de la température. C'est pourquoi nous avons mis au point un dispositif permettant la mesure des courants de satu-

(1) Cet article est le texte d'une Thèse présentée le 20 juin 1945 à la Faculté des Sciences de Paris pour le titre d'Ingénieur-Docteur.

(2) Ce phénomène peut se produire soit en cours de fabrication, soit pendant la vie du tube.

ration fournis par des cathodes à oxydes travaillant à des températures élevées.

Ce Mémoire présentera donc cinq Chapitres :

Chapitre I. — Étude d'un procédé de mesure de la d. d. p. de contact entre cathode et grille d'un tube à vide.

Chapitre II. — Application aux cathodes à oxydes fonctionnant à basse température.

Chapitre III. — Étude d'un procédé de mesure du courant de saturation des cathodes à oxydes fonctionnant à température élevée.

Chapitre IV. — Étude de la d. d. p. de contact en fonction de la température de la cathode.

Chapitre V. — Applications pratiques.

Symboles utilisés :

V_c, différence de potentiel de contact (d. d. p. c.)
V_0, tension extérieure neutralisant la d. d. p. de contact;
φ, potentiel d'extraction;
I_s, courant de saturation;
e, base de logarithmes népériens;
ε, charge de l'électron $= 1{,}6.10^{-20}$ U. E. M.;
k, constante de Boltzmann $= 1{,}375.10^{-16}$ erg/degré;
V_f, tension de chauffage d'un filament;
V_a, d. d. p. entre l'anode et la cathode;
V_g, d. d. p. entre la grille et la cathode;
$\frac{\partial y}{\partial x}$, dérivée partielle;
dy, différentielle;
δx, accroissement ou variation de x;
Δx, incertitude sur la mesure de x;
T, température;
t, temps.

En règle générale, la température est donnée en degrés absolus. Exceptionnellement, quelques températures sont données en degrés centésimaux : ce sont celles qui n'interviennent pas dans les calculs : par exemple les températures d'étuvage.

CHAPITRE I.

ÉTUDE D'UN PROCÉDÉ DE MESURE DE LA D. D. P. DE CONTACT ENTRE CATHODE ET GRILLE D'UN TUBE A VIDE.

1. Définition et travaux antérieurs.

Depuis que Volta découvrit en 1796 le phénomène qui porte son nom, de nombreuses expériences ont été faites pour étudier la d. d. p. qui prend naissance spontanément entre deux corps conducteurs, *à la même température*, et reliés électriquement. M. Bouasse [1] résume ainsi les constatations faites : « On mesure la d. d. p. de contact non pas entre les métaux moyens formant les armatures, mais entre les métaux, plus généralement les corps formant les surfaces en regard de ces armatures. » « La d. d. p. de contact dépend beaucoup du degré de propreté des surfaces. » On verra que nos expériences justifient ces appréciations.

Du fait que, dans un tube à vide, la cathode et la grille ne sont pas à la même température, à la d. d. p. de contact viendra s'ajouter une autre d. d. p. due à l'effet Peltier. Celle-ci pourra toutefois être systématiquement négligée, car elle se chiffre par quelques millivolts, alors que la d. d. p. due à l'effet Volta est de l'ordre du volt.

La d. d. p. de contact entre deux métaux est liée au potentiel d'extraction de ces métaux. Soient φ_1 et φ_2 ces potentiels d'extraction et V_c la d. d. p. de contact, on démontre facilement que l'on a [5]

$$V_c = \varphi_1 - \varphi_2 \pm E_p, \qquad \text{(A)}$$

E_p étant l'effet Peltier que nous négligerons. Pratiquement la d. d. p. est donc égale à la différence des potentiels d'extraction. Cette définition nous permettra au Chapitre II de vérifier l'exactitude de notre procédé de mesure.

Tous les ouvrages classiques sur l'émission électronique traitent des rapports des phénomènes thermioniques et des d. d. p. de contact. Nous citerons surtout Richardson [2], Bloch [3], Barkausen [4], Chaffee [5], Reimann [6]. Par ailleurs de nombreuses recherches ont été faites pour étudier dans les tubes électroniques, les d. d. p. de contact entre métaux purs ou entre métaux recouverts de corps divers [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15]. Mais à notre connaissance, aucune étude n'a été entreprise sur les cathodes à oxydes à ce point de vue particulier.

2. Mesure directe de la variation de la d. d. p. de contact.

Lorsqu'il suffit de connaître la variation de la d. d. p. de contact sans qu'il soit nécessaire de préciser sa valeur absolue, le problème est facile : il suffit de mesurer le décalage, le long de l'axe des V, de la courbe $I_a = f(V_g)$ ou $I_a = f(V_a)$, selon que l'on a affaire à une triode ou à une diode. Pour un tube donné ayant subi une modification de la d. d. p. de contact, la valeur de la variation

de tension nécessaire pour ramener le courant à sa valeur initiale donne, changée de signe, la variation de la d. d. p. de contact. Cette méthode est employée par les expérimentateurs qui mesurent la variation de la d. d. p. de contact à la suite de la projection

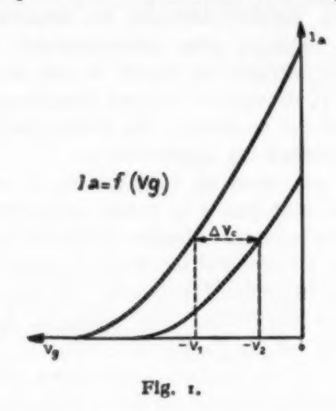


Fig. 1.

sur l'une des électrodes d'un métal volatil. C'est en particulier le procédé employé par Anderson [10] pour la mesure de la d. d. p. de contact entre le tungstène et le baryum. Son dispositif comporte un filament et une anode, tous deux en tungstène. L'anode peut être recouverte de baryum provenant d'un ruban de ce métal chauffé électriquement. La précision obtenue est assez bonne puisque l'auteur donne pour la valeur de la d. d. p. de contact tungstène-baryum, 2,13 ± 0,05 V.

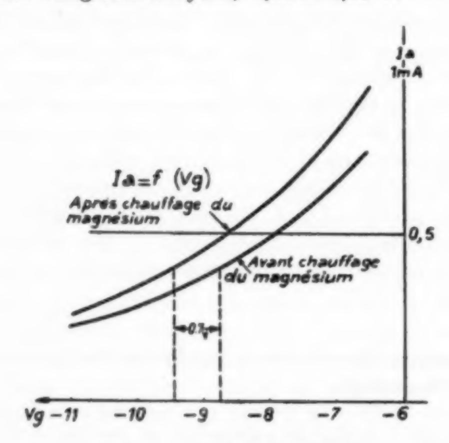


Fig. 2. — Tube type EBF 2.

Des procédés similaires ont été utilisés par Reimann [9], Richardson et Robertson [13].

Nous avons employé cette méthode pour mettre en évidence l'influence du magnésium employé comme « getter » additionnel dans certains tubes de réception. Sur la deuxième grille des pentodes est soudee une parcelle de 1 mg de magnésium. Après pompage du tube, lors de l'activation, cette grille est soumise à un bombardement électronique intense qui la porte au rouge. Il en résulte la sublimation du magnésium qui vient se déposer sur les électrodes plus froides, en particulier la première grille (grille de contrôle), constituée par une spirale de molybdène. La figure 2 montre un cas particulier où la variation de d. d. p. de contact ainsi obtenue était de 0,7 V.

D'autres exemples de l'emploi de cette méthode seront donnés au Chapitre V (applications pratiques).

3. Mesure de la d. d. p. de contact en valeur absolue.

Toutefois la méthode précédente ne peut suffire dans le cas qui nous intéresse.

En effet, il est bon de noter que des phénomènes autres que la variation de d. d. p. de contact peuvent produire des variations de courant : par exemple une modification accidentelle de l'émission électronique. De plus, si la mesure directe de la variation de la d. d. p. de contact peut nous renseigner utilement sur son évolution dans un tube donné, on ne peut comparer les d. d. p. de contact de plusieurs tubes qu'à la condition d'en connaître les valeurs absolues.

Ce résultat est obtenu par le procédé suivant : Dans un tube électronique à vide contenant une cathode émissive chaude et une anode réceptrice, il découle de la loi de distribution des vitesses de Maxwell que le courant anodique pour des *potentiels retardateurs* est de la forme [5]

$$\text{(B)} \qquad I = I_s e^{\frac{V\varepsilon}{kT}} \qquad \text{(loi des courants résiduels),}$$

avec :

I_s, courant de saturation de la cathode;
V, potentiel retardateur de l'anode;
ε, charge de l'électron $= 1{,}6.10^{-20}$ U. E. M.;
k, constante de Boltzmann $= 1{,}375.10^{-16}$ erg/degré;
T, température absolue de la cathode.

Prenons le logarithme décimal des deux membres de cette équation

$$\text{(C)} \qquad \log I = \log I_s + \frac{0{,}434\,\varepsilon}{kT} V.$$

On voit que, théoriquement, tant que V reste négatif, $\log I$ est une fonction linéaire de V. La droite qui la représente a pour pente $\frac{0{,}434\,\varepsilon}{kT}$ (*fig.* 3).

Dès que V atteint zéro, et pour des valeurs positives de V, le courant doit rester constant et égal à I_s.

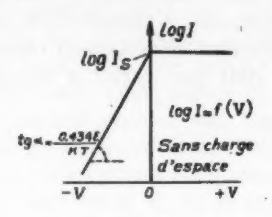


Fig. 3.

Pratiquement, le courant électronique n'atteint pas le courant de saturation pour $V = 0$, en raison de l'existence de la charge d'espace (*fig.* 4). Celle-ci crée en effet, entre cathode et anode, un champ retardateur supplémentaire tel que la saturation n'est atteinte que pour des valeurs assez élevées de V. Si donc l'on prolonge d'une part la droite AB

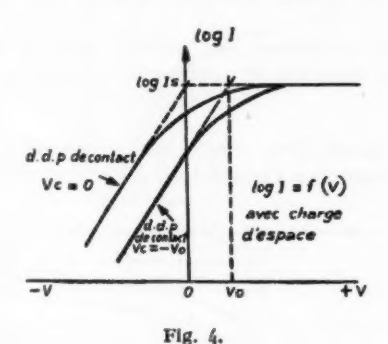


Fig. 4.

des courants résiduels, d'autre part la droite horizontale dont l'ordonnée est égale à $\log I_s$, le point d'intersection doit avoir pour abscisse $V = 0$. S'il n'en est pas ainsi, c'est que l'existence d'une d. d. p. de contact V_c nécessite l'application à l'anode d'une tension V_0, positive ou négative, telle qu'en contrebalançant la d. d. p. de contact elle crée un champ électrique nul entre cathode et anode. On a donc alors

$$V_c = -V_0.$$

4. Détermination de l'annulation du champ électrique entre cathode et anode.

Pour déterminer le potentiel V_0 de la source extérieure pour lequel le champ résultant entre cathode et anode est nul, il suffit donc de prolonger les deux droites AB et $\log I_s$ et de prendre l'abscisse de leur point de rencontre C.

Cette méthode soulève quelques difficultés dans le cas où l'on emploie comme cathodes des matériaux ayant un grand pouvoir émissif : nickel recouvert d'oxydes, tungstène thorié, etc. C'est qu'en effet, au moins aux températures normales d'utilisation (1000°K environ pour les cathodes à oxydes), le courant de saturation très élevé de ces cathodes produit une importante charge d'espace qui ne peut être vaincue que par l'application d'un potentiel d'anode considérable. Cette mesure ne peut se faire d'une manière directe sous peine d'entraîner la destruction du tube par l'effet Joule intense qui en résulterait. Nous avons réalisé un procédé de mesure du courant de saturation qui élimine cette difficulté (*voir* Chapitre III).

Certains auteurs déterminent le potentiel d'anode pour lequel le champ électrique s'annule en « appréciant » la position du coude des courbes $\log I = f(V)$ (the knee of the curves). Citons Taylor et I. Langmuir [11] pour le tungstène recouvert de césium, D. B. Langmuir [15] pour le tungstène thorié qui déterminent ainsi l'émission pour un champ nul. Germer [32] se sert de ce procédé pour déterminer la d. d. p. de contact dans des tubes à filament de tungstène pur, pour des températures inférieures à 1850° K. Ce procédé est évidemment séduisant puisqu'il permet d'éviter d'avoir à connaître le courant de saturation vrai. Toutefois ce coude étant assez peu net, cette méthode risque d'entraîner des erreurs assez grandes par rapport à celle qui utilise la connaissance du courant de saturation. Nous allons du reste le vérifier.

5. Réalisation d'un tube pour la comparaison des deux méthodes de mesure de la tension V_0.

La réalisation de ce tube a été inspirée de celle décrite par D. B. Langmuir [15], pour la mesure de la d. d. p. de contact entre un filament de tungstène thorié et une anode en tantale. Afin d'obtenir une valeur facilement mesurable du courant de saturation, nous avons utilisé un filament de tungstène pur; son diamètre est de 135 μ et sa longueur de 150 mm. L'anode est en nickel, sa longueur est de 50 mm et son diamètre de 8 mm. Dans le but d'éviter la complication du dispositif employé par Langmuir, et qui n'était justifiée que par la nécessité d'obtenir des anodes en tantale parfaitement propre, nous avons monté le tube comme l'indique la figure 5. Les deux anodes extrêmes servent ici comme dans le tube de Langmuir, d'anneaux de garde destinés à éliminer l'influence des bouts

froids du filament. Les électrodes sont maintenues par un support de verre, le filament étant tendu par un ressort de molybdène.

Pour les essais, le schéma de la figure 6 a été réalisé. Les anneaux de garde ont été polarisés à — 50 V par rapport au point milieu du filament. Ce point milieu a été obtenu extérieurement par le curseur d'un potentiomètre placé aux bornes du filament. Un commutateur permet d'inverser la source continue d'alimentation du filament. Si le point milieu est correctement réalisé, le courant anodique ne doit pas varier à la suite de cette

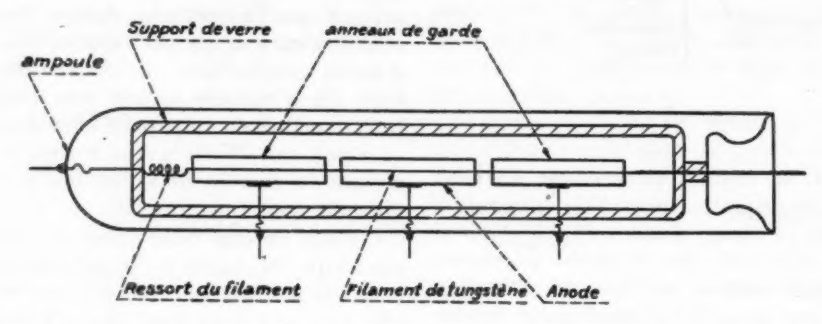


Fig. 5. — Tube servant à l'étude du procédé de détermination du champ nul entre cathode et anode.

inversion. Quant à l'anode, elle est reliée à une source continue que l'on peut également inverser afin d'établir entre le filament et l'anode des d. d. p. comprises entre — 3 et + 100 V.

Fig. 6.

Les températures ont été calculées d'après la puissance de chauffage du filament, en utilisant les caractéristiques des filaments de tungstène données par Worthing et Forsythe [16]. Quant aux courants de saturation, ils ont été mesurés à + 100 V, et la valeur indiquée résulte de l'application de la loi de Schottky (*voir* au § 20). La figure 7 donne les courbes $I_a = f(V_a)$. Elles permettent de faire deux constatations :

1° Le coude est très peu marqué et l'appréciation de ce coude manque de précision;

2° Dans la mesure où l'on peut déterminer l'emplacement de ce coude, les valeurs de V_0 ainsi obtenues s'écartent des valeurs données par la méthode utilisant le courant de saturation de 10 à 20 %.

Nous avons donc conclu que le procédé employé pour déterminer l'annulation du champ électrique,

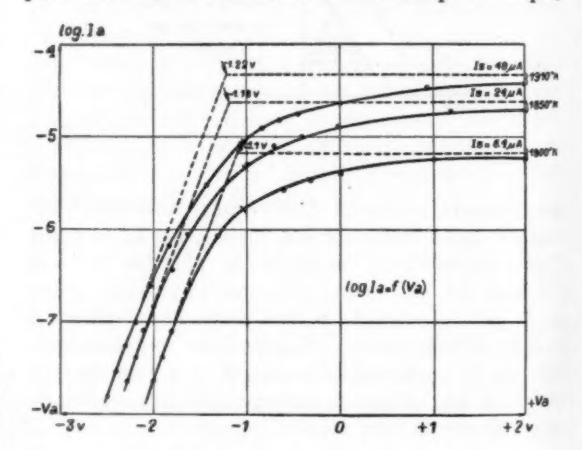


Fig. 7. — Résultats obtenus avec tube de la figure 5 monté suivant schéma de la figure 6.
$\log I_a = f(V_a)$.

en utilisant le coude de la courbe, est à éliminer comme introduisant une cause d'erreur supplémentaire. Nous avons donc adopté, pour la mesure de la d. d. p. de contact, la méthode utilisant l'intersection de la droite des courants résiduels avec le courant de saturation.

6. Remplacement du procédé graphique par une formule, dans la détermination de V_0.

L'emploi du procédé graphique pour la détermination de V_0 est susceptible d'introduire dans la mesure de la d. d. p. de contact des erreurs supplémentaires non négligeables si le tracé à la règle n'est pas fait avec un soin tout particulier. De plus, ainsi qu'on le verra au Chapitre III, le procédé graphique n'est pas d'un emploi commode lorsque l'on mesure les d. d. p. de contact sur des cathodes à oxydes à hautes températures, car alors il y a une énorme disproportion entre les courants résiduels et le courant de saturation. Il est préférable d'employer une formule qui donne, algébriquement, l'abscisse du point d'intersection des droites AB et $\log I_s$. Soient deux points M et N de coordonnées $(V_1, \log I_1)$ et $(V_2, \log I_2)$, situés

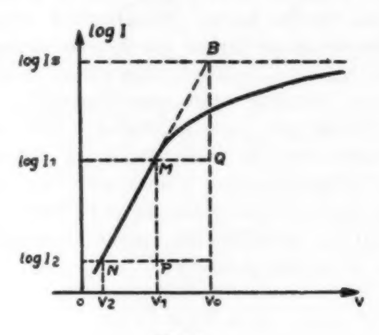


Fig. 8.

sur la droite des courants résiduels. Les coordonnées de ces points sont obtenues lors du relevé de la courbe $I = f(V)$. Faisons la convention que l'on prendra pour V_1 la tension correspondant au courant le plus élevé, quelle que soit la position de la droite MN par rapport à l'axe des $\log I$. Par la considération des triangles semblables MBQ et MNP, on trouve facilement que l'abscisse du point B, pour lequel le champ électrique entre la cathode et l'anode s'annule, est donnée par l'expression

$$\text{(D)} \qquad V_0 = \frac{\log \frac{I_s}{I_1}(V_1 - V_2)}{\log \frac{I_1}{I_2}} + V_1.$$

7. Calcul de l'incertitude relative maxima.

L'emploi de la formule ci-dessus va de plus nous permettre de déterminer l'incertitude relative maxima.

En calculant

$$\frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\left\{ \left|\frac{\partial V_0}{\partial I_s}\Delta I_s\right| + \left|\frac{\partial V_0}{\partial I_1}\Delta I_1\right| + \left|\frac{\partial V_0}{\partial I_2}\Delta I_2\right| + \left|\frac{\partial V_0}{\partial V_1}\Delta V_1\right| + \left|\frac{\partial V_0}{\partial V_2}\Delta V_2\right| \right\}}{V_0}.$$

On trouve

$$\text{(E)} \quad \frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta I_s}{I_s}\frac{V_1 - V_2}{\log \frac{I_1}{I_2}} + \frac{\Delta I_1}{I_1}\frac{(V_1 - V_2)\log\frac{I_s}{I_2}}{\log^2\frac{I_1}{I_2}} \\ \quad + \frac{\Delta I_2}{I_2}\frac{(V_1 - V_2)\log\frac{I_s}{I_1}}{\log^2\frac{I_1}{I_2}} \\ \quad + \Delta V_1 \frac{\log\frac{I_s}{I_2}}{\log\frac{I_1}{I_2}} + \Delta V_2 \frac{\log\frac{I_s}{I_1}}{\log\frac{I_1}{I_2}} \end{array} \right\}}{V_0}.$$

On prendra en valeur absolue chaque terme du numérateur. On peut se demander s'il y a intérêt à faire la mesure de la d. d. p. de contact à haute ou à basse température, et si l'on doit prendre pour $V_1 - V_2$ une valeur forte ou faible. Pour cela nous écrirons la formule d'erreur sous une autre forme, en tenant compte de ce que $V_1 - V_2$ d'une part et $\log \frac{I_1}{I_2}$ d'autre part ne sont pas des variables indépendantes. En effet, de la formule

$$I = I_s e^{\frac{V\varepsilon}{kT}},$$

on tire

$$\log \frac{I_1}{I_2} = 5040 \frac{(V_1 - V_2)}{T}$$

en prenant V_1 et V_2 en volts.

On peut alors écrire

$$\text{(F)} \quad \frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta I_s}{I_s}\frac{T}{5040} + \frac{\Delta I_1}{I_1}\frac{T}{5040}\frac{\log\frac{I_s}{I_2}}{\log\frac{I_1}{I_2}} \\ \quad + \frac{\Delta I_2}{I_2}\frac{T}{5040} + \Delta V_1 \frac{\log\frac{I_s}{I_2}}{\log\frac{I_1}{I_2}} + \Delta V_2 \frac{\log\frac{I_s}{I_1}}{\log\frac{I_1}{I_2}} \end{array} \right\}}{V_0}.$$

Sous cette forme, on voit que pour réduire l'incertitude relative, il faut, avec un tube donné :

1° Faire la mesure à basse température et pour

un courant de saturation faible, ce qui est évidemment compatible;

2° Utiliser un rapport $\frac{I_1}{I_2}$ élevé et, par conséquent, de fortes valeurs de $V_1 - V_2$, dans la limite où l'on reste sur la droite des courants résiduels.

A titre d'exemple, nous avons calculé les incertitudes relatives obtenues sur la mesure de d. d. p. de contact d'un même tube, suivant que l'on fait la mesure pour trois températures différentes. Admettons sur les données les incertitudes relatives suivantes :

$$\frac{dV_1}{V_1} = \frac{dV_2}{V_2} = 0{,}005;$$

$$\frac{dI_1}{I_1} = 0{,}01, \qquad \frac{dI_2}{I_2} = 0{,}02, \qquad \frac{dI_s}{I_s} = 0{,}05.$$

On remarquera que nous admettons une possibilité d'erreur de 5 % sur la valeur du courant de saturation. L'expérience montre, ainsi qu'on le verra au Chapitre III, que le courant de saturation d'une cathode à oxydes n'est pas parfaitement stable. On pourra remarquer, en surplus, que l'erreur commise sur le courant de saturation a une répercussion assez atténuée sur l'erreur faite sur la d. d. p. de contact. Cette répercussion est d'autant plus faible que la température est plus basse, autre motif qui montre l'intérêt de la mesure de d. d. p. de contact à basse température. Le Tableau I donne les résultats obtenus avec un tube du type R. 219. Rappelons que les valeurs de $\frac{\Delta V_0}{V_0}$ qui y figurent sont les incertitudes relatives maxima, calculées par la formule (E).

TABLEAU I.

T (°K).	I_1 (μA).	I_2 (μA).	V_1 (V).	V_2 (V).	I_s (A).	V_0 (V).	$\frac{\Delta V_0}{V_0}$ (%).
610...	1,6	0,1	+0,7	+0,35	50.10^{-6}	1,13	3,4
720...	2	0,09	+0,15	−0,15	15.10^{-3}	1,01	3,7
985...	1,6	0,11	−0,9	−1,25	8,5	1,16	11,4

On voit que l'incertitude croît très vite lorsque l'on fait la mesure pour des courants de saturation élevés.

CHAPITRE II.

MESURE DES D. D. P. DE CONTACT DANS LE CAS DES CATHODES A OXYDES FONCTIONNANT A BASSE TEMPÉRATURE.

8. But de la mesure de la d. d. p. de contact à basse température.

Les cathodes à oxydes fonctionnent normalement à 1000° K. A cette température, le courant de saturation est, comme nous l'avons dit, très élevé et difficile à mesurer. C'est pourquoi nous avons commencé par faire nos mesures en chauffant nos cathodes à une température relativement basse, soit 5 à 600° K. Dans ces conditions, le courant de saturation n'est que de quelques dizaines de microampères; il est très facilement mesurable avec des tensions anodiques de l'ordre de 100 V, et il n'en résulte aucun échauffement exagéré du tube qui puisse perturber son fonctionnement.

Ce procédé est-il légitime, et la valeur de la d. d. p. de contact obtenue pour une température faible de la cathode sera-t-elle identique à celle que l'on obtiendrait avec la cathode à sa température normale ? Pour répondre à cette question nous nous servirons de la relation donnée par Richardson [2], exprimant la variation du travail d'extraction en fonction de la température

$$W = W_0 + \frac{3}{2} kT, \tag{G}$$

avec :

W, travail d'extraction à la température T;
W_0, travail d'extraction au zéro absolu;
k, constante de Boltzmann $= 1{,}375.10^{-16}$ erg/degré;
T, température absolue.

Pour exprimer le potentiel d'extraction en volts, divisons les deux membres de cette expression par ε, charge de l'électron ($1{,}6.10^{-20}$ U. E. M.), et divisons le coefficient de T par 10^8(1 V $= 10^8$U.E.M.). Il vient

$$\varphi = \varphi_0 + 1{,}29.10^{-4}\, T. \tag{H}$$

Or, d'une part, la d. d. p. de contact entre la cathode et l'anode est égale à la différence des potentiels d'extraction, et d'autre part, la température de l'anode varie peu lorsque l'on fait varier celle de la cathode. Il est donc facile de voir qu'en fonction de la variation de température de la cathode, la variation de la d. d. p. de contact sera égale à

$$\delta(V_c) = -1{,}29.10^{-4}\, \delta(T). \tag{I}$$

On voit que si l'on chauffe la cathode à 600° K au lieu de 1000, soit 400° de variation, la d. d. p. de contact doit théoriquement diminuer de 0,05 V. Le potentiel d'extraction d'une cathode à oxydes étant de l'ordre de 1 V, on voit que c'est une erreur de 5 % que l'on introduit sur la d. d. p. de contact en faisant la mesure à 600° K au lieu de 1000, erreur dont il est possible du reste de tenir compte en appliquant la formule ci-dessus.

9. Construction d'un tube expérimental pour l'étude des d. d. p. de contact dans le cas des cathodes à oxydes.

Afin de vérifier, dans le cas des cathodes à oxydes, l'exactitude de notre procédé de mesure de la d. d. p. de contact, nous avons réalisé le tube de la figure 9.

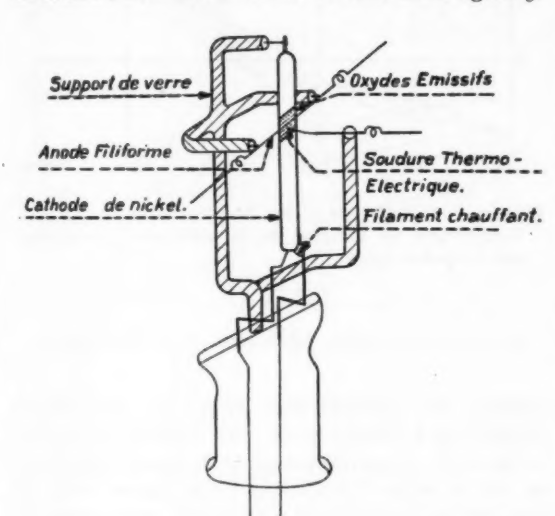


Fig. 9. — Tube spécial pour la mesure de la d. d. p. de contact entre cathode à oxydes et anode en tungstène pur.

Il répond aux conditions suivantes :

1° Utiliser comme anode un métal dont le potentiel d'extraction est connu, la cathode étant constituée par un tube de nickel recouvert d'oxydes de baryum et de strontium;

2° Permettre, une fois le tube pompé et activé, l'élimination complète du baryum et du strontium qui aurait pu se déposer sur l'anode et en modifier ainsi le potentiel d'extraction;

3° Éviter le plus possible les courants parasites dus aux défauts d'isolement entre cathode et anode, étant donné que les courants résiduels à mesurer peuvent être de l'ordre de 10^{-8}A.

Dans le tube de la figure 9, la cathode est constituée par un tube de nickel de section elliptique, recouvert d'oxydes sur une surface d'environ 10 mm². L'anode est constituée par un fil de tungstène de 135 μ de diamètre et de 40 mm de longueur, disposé perpendiculairement à la cathode, et passant à environ 1 mm de la partie badigeonnée. Les électrodes sont maintenues par un dispositif de verrerie dont les dimensions sont assez grandes pour que l'isolement obtenu soit excellent. La disposition à angle droit de l'anode par rapport à la cathode permet d'éviter la création de courants parasites entre la cathode et les conducteurs soudés aux extrémités de l'anode. De plus, cette disposition a l'avantage de soustraire l'anode au champ perturbateur du courant de chauffage de la cathode.

Cette dernière est en nickel à 99,5 %. Pour obtenir un nettoyage aussi bon que possible de la surface du métal avant badigeonnage, elle a subi un décapage par électrolyse dans SO_4H_2 dilué, puis lavage à l'eau distillée et à l'alcool.

Le badigeonnage a été réalisé au pistolet avec le mélange de 55 % de CO_3Ba et de 45 % de CO_3Sr en suspension dans l'acétate d'amyle, mixture couramment utilisée dans la technique des tubes à vide.

La cathode est chauffée intérieurement par filament de tungstène de 135 μ de diamètre et de 163 mm de longueur, replié en forme de M et isolé par un revêtement d'alumine.

Il a été prévu une palette métallique portant un fragment de baryum destiné à servir de getter. Pour le pompage, le tube a d'abord été étuvé à 300° C pendant 1 h, puis à 400° pendant 2 h. Les parties métalliques et la palette à getter ont été chauffées pendant 15 mn à 600° C par induction de courants H. F. Le fil-anode a été dégazé par chauffage pendant 2 mn à 2000° environ puis pendant 2 mn à 2500°. Le dégazage de la cathode a été effectué comme suit : 1 mn à 900° C, 2 mn à 1000°, 1 mn à 1150°. Puis la cathode a été ramenée à 900° C et le getter a été volatilisé. Après scellement, le tube a été activé par chauffage de la cathode seule à 1000° C pendant 30 mn, puis à 900° pendant 2 h avec un courant électronique de 3 mA.

L'intérêt particulier de ce tube réside dans le fait qu'après l'activation il a suffi de porter le fil anode à haute température par passage d'un courant, pour éliminer complètement toute trace de baryum et de strontium qui aurait pu se déposer à sa surface. Pratiquement, il a été porté à 2500° C pendant 10 mn.

10. Précautions à prendre au cours des mesures.

Comme il s'agit de mesurer des courants très faibles, diverses causes de perturbations sont à éviter. Tout d'abord, l'humidité peut créer des défauts d'isolement entre les différents organes de l'installation d'essai. Il est facile de remédier à cet inconvénient par chauffage à l'aide de chaufferettes électriques. L'instabilité des tensions d'anode est aussi un défaut grave à éviter soigneusement. Nous y sommes parvenus en utilisant des redresseurs stabilisés par tubes à néon. Enfin, la cause de perturbations qui nous a donné le plus d'ennuis avant que nous ne l'ayons décelée est la présence de courants de haute fréquence apportés par les fils du secteur et provenant des oscillateurs destinés au chauffage par induction des tubes en cours de pompage. Des filtres et des condensateurs de découplage placés aux arrivées du secteur et en certains points du circuit de mesure ont permis de supprimer cet inconvénient.

11. Détermination de la température de la cathode.

Pour les températures supérieures à 950° K, il n'y avait pas de difficulté particulière : la température de la cathode a été mesurée directement à l'aide d'un pyromètre optique Cambridge à disparition de filament. Une correction a été apportée aux températures de brillance ainsi obtenues pour en déduire la température vraie par application de la loi de Wien

(J) $$\frac{1}{T} - \frac{1}{T'} = 2{,}3\,\frac{\lambda \log e_\lambda}{C_2}.$$

Le pouvoir émissif monochromatique e_λ a été supposé égal au pouvoir émissif total e_t qui intervient dans la loi de Stefan-Boltzmann

(K) $$W = e_t \sigma T^4,$$

ce qui est très sensiblement vrai au voisinage de la longueur d'onde considérée (0,665 μ). (*Voir* G. Ribaud [29]). Cette dernière équation permet de déterminer e_t en prenant pour W la puissance par centimètre carré utilisée en chauffage du filament. Elle permet de plus, en l'écrivant sous la forme

(L) $$\log W = \text{const.} \times \log T,$$

d'obtenir une ligne droite lorsque l'on trace $\log W = f(\log T)$, et d'extrapoler jusqu'aux environs de 700° K la mesure de la température en fonction de la puissance de chauffage. Cette façon de procéder est particulièrement commode lorsqu'il s'agit de connaître la température d'une cathode qui n'émet pas dans le spectre visible. Nous signalerons du reste qu'un procédé analogue a été utilisé par Hull [30] pour la détermination de la température des cathodes de thyratrons. La figure 10 donne les

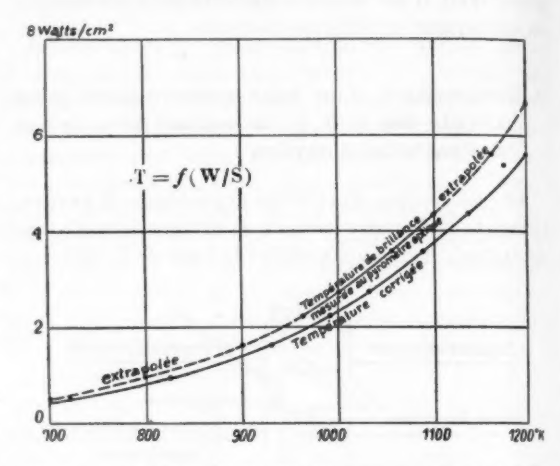


Fig. 10. — Cathodes de nickel badigeonné de BaO + SrO. Température en fonction de la puissance de chauffage par centimètre carré

$$T = f\left(\frac{W}{S}\right).$$

Les 9/10e de la surface totale sont recouverts d'oxydes.

courbes des températures vraies et des températures de brillance pour une cathode de nickel badigeonnée d'oxydes sur 9/10e de sa surface totale, cas de la plupart des tubes de réception. Pour le tube spécial, badigeonné sur une très petite surface, nous avons tracé une courbe particulière, non figurée.

12. Résultats obtenus : d. d. p. de contact et travail d'extraction des cathodes à oxydes.

La figure 11 donne les courbes $\log_{10} I = f(V)$ pour le tube spécial de la figure 9. Nous noterons tout d'abord que pour les cathodes à oxydes la distribution des vitesses des électrons émis suit la loi de Maxwell, la courbe $\log I = f(V)$ étant représentée par une droite avant l'apparition de la charge d'espace. Ce fait avait déjà été vérifié par Koller [35] pour des filaments de platine iridié recouvert d'oxydes de baryum et de strontium. Nous avons effectué les mesures de d. d. p. de contact pour trois températures légèrement différentes de la

cathode. Les valeurs obtenues sont les suivantes :

		Moyenne.	Écart à la moyenne (%).
755° K	$V_c = -3,76$ V	−3,66 V	+2,65
780	3,59		−1,95
800	3,63		−0,82

Les températures sont assez voisines pour que l'influence de leur variation sur la d. d. p. de contact soit absolument négligeable.

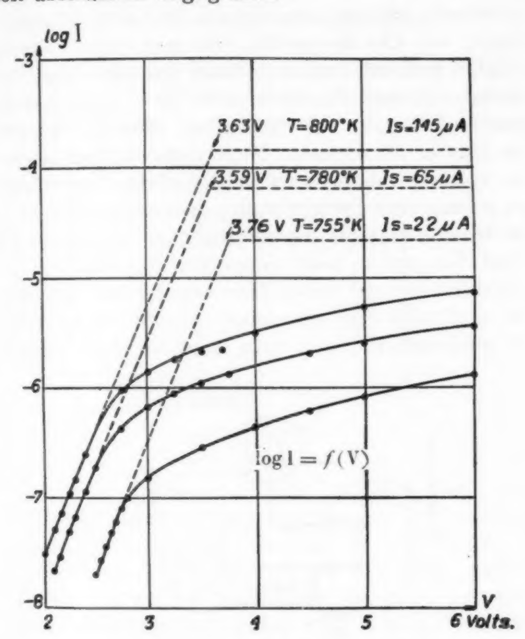


Fig. 11. — Tube de la figure 9

$\log I = f(V)$.

L'unité de courant est l'ampère.

Déduisons de ces résultats le potentiel d'extraction de notre cathode : les mesures les plus précises du travail d'extraction du tungstène au zéro absolu, effectuées par Davisson et Germer [17], Dushman [18 et 19], Zwikker [20], ont donné $\varphi_0 = 4,54$ V (chiffre cité également par Reimann [6]). Supposons que, dans sa partie située au voisinage de la cathode, le fil qui sert d'anode soit à une température de l'ordre de 100° C. En appliquant la formule du paragraphe 8, on trouve que le potentiel d'extraction de l'anode est d'environ 4,6 V.

Cela donnerait pour le potentiel d'extraction de la cathode à oxydes de notre tube

$$\varphi = 4,6 - 3,66 = 0,94 \text{ V}.$$

Ce chiffre concorde assez bien avec les résultats obtenus par divers expérimentateurs, et dont les plus récents cités par Dushman [19] et Jones [7] sont les suivants :

1929, Davisson : 1 V;
1925, Koller : 1,05;
1926, Rothe : 0,92 et 0,83.

Ces résultats ont été déduits des mesures thermioniques ou calorimétriques.

Nous en conclurons que notre méthode de mesure de la d. d. p. de contact est d'une précision convenable, puisqu'elle nous permet de retrouver pour le potentiel d'extraction une valeur du même ordre que celles qui ont été trouvées par d'autres procédés.

CHAPITRE III.

ÉTUDE D'UN PROCÉDÉ DE MESURE DES COURANTS DE SATURATION DES CATHODES A OXYDES FONCTIONNANT AUX TEMPÉRATURES ÉLEVÉES.

13. Intérêt et difficulté de cette mesure.

Nous avons vu au paragraphe 8 que le potentiel d'extraction varie théoriquement en fonction de la température suivant l'équation

$$\varphi = \varphi_0 + 1,29.10^{-4} T.$$

Nous nous sommes servis de cette relation pour justifier la mesure de la d. d. p. de contact pour une température faible de la cathode. Toutefois certains auteurs affirmant que l'expérience prouverait que le coefficient de température doit être plus grand que ne l'indique cette formule, du moins en ce qui concerne le tungstène thorié, il nous a paru intéressant de vérifier cette équation. Il était nécessaire pour cela de mesurer les courants de saturation pour des températures variables, et en tous cas plus élevées que celles que nous avions utilisées jusqu'alors. De plus, la mesure des courants de saturation réels pour les températures normales (environ 1000° K) des cathodes à oxydes est d'un précieux concours pour l'étude de l'émission et de la durée de vie des tubes à vide.

La mesure du courant de saturation d'une cathode à oxydes est un problème difficile. Il s'agit en effet, à 1000° K, de mesurer un courant qui peut atteindre plusieurs ampères, même pour une petite cathode dont la surface émissive est de l'ordre du centimètre carré, en mettant en jeu une tension de plusieurs centaines de volts. Par exemple, une lampe du type EL 3 employée dans les appareils de réception

pour attaquer le haut-parleur, présente un courant de 4 ou 5 A sous 500 V. C'est donc une puissance de quelques kilowatts que l'on doit dissiper dans le tube. La nécessité d'employer des tensions aussi élevées pour obtenir le courant de saturation est particulière aux cathodes à oxydes, et elle s'explique par le fait que l'émission importante de ces cathodes produit une charge d'espace élevée. Il est bien évident que l'on ne peut faire cette mesure directement, par application de la tension, même en se limitant à un temps de quelques secondes, tout juste suffisant pour faire une lecture. L'effet Joule intense qui en résulterait détruirait le tube à mesurer ou du moins en perturberait fortement le fonctionnement.

Nous n'avons pas trouvé de documentation sur un procédé de mesure des courants de saturation élevés. Il semble que tous ceux qui ont expérimenté sur des cathodes à oxydes, ont tourné la difficulté en utilisant de très petites surfaces émissives et surtout en les faisant fonctionner à faible température. Ainsi, les mesures d'émission dont parle Reimann [6] au chapitre des cathodes à oxydes, portent sur des courants ne dépassant pas quelques milliampères. C'est aussi le cas de Koller [35] qui a fait des mesures d'émission sur des filaments de platine iridié recouverts de BaO et de SrO, et dont les courants sont de quelques microampères. Un procédé assez spécial est utilisé par Found [28] pour ses recherches sur les constantes des cathodes à surface complexe : tungstène thorié ou oxyde. Il remplit ses tubes de vapeur de mercure ou de néon à basse pression dont l'ionisation supprime la charge d'espace, ce qui permet de mesurer des courants de saturation avec des tensions appliquées de l'ordre d'une vingtaine de volts. Mais il est évident que ce procédé modifie profondément le régime de fonctionnement de ces cathodes : la preuve en est que les résultats trouvés par Found par les constantes de ses cathodes à oxydes diffèrent assez fortement des valeurs trouvées par ceux qui opèrent avec un vide élevé; il trouve pour le potentiel d'extraction d'une cathode à oxydes $\varphi_0 = 1{,}96$ V, chiffre environ deux fois plus élevé que ceux que nous avons cités au paragraphe 12. Quoi qu'il en soit, cette méthode ne permet pas de mesurer le courant de saturation vrai d'un tube à vide déjà existant.

14. **Principe** (1).

Nous avons résolu ce problème, en procédant par impulsions, c'est-à-dire en n'appliquant la tension que pendant des temps extrêmement courts, de l'ordre du 1/1000e de seconde, et en mesurant l'amplitude du courant obtenu. Pour des raisons de commodité, ces impulsions sont envoyées à un rythme régulier, par exemple toutes les secondes, en portant attention à ce que la puissance moyenne dissipée dans la lampe ne soit pas suffisante pour perturber le fonctionnement de la cathode. Au cours de nos premiers essais, nous avions fait appel à des dispositifs mécaniques tels que : disques tournants portant un contact de faible longueur, relais, etc. Ces dispositifs, s'ils sont soigneusement étudiés peuvent donner de bons résultats. Toutefois ils introduisent des résistances de contact qui en particulier pour les intensités élevées, risquent de fausser les mesures. Nous nous sommes arrêtés au système suivant : un condensateur C est chargé en permanence par une source de courant continu S_1 de tension réglable. Une batterie de thyratrons (2), dont les grilles sont normalement portées à un potentiel négatif élevé par rapport aux cathodes, est intercalée dans un circuit comprenant en série : le condensateur C, le tube dont on veut mesurer

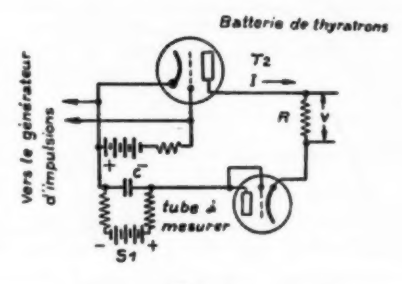


Fig. 12.

le courant de saturation et une résistance R de faible valeur. Normalement, du fait de la polarisation négative des grilles des thyratrons, le condensateur C ne peut se décharger. On envoie toutes les secondes sur les grilles une impulsion de tension

(1) Ce procédé de mesure du courant de saturation a fait l'objet d'un compte rendu à l'Académie des Sciences le 23 mai 1945.

(2) Nous rappelons qu'un thyratron est un tube à trois électrodes qui contient du gaz à basse pression : vapeur de mercure, néon, argon, etc. Pour une certaine tension d'anode, le courant anodique est nul tant que la tension négative de grille est supérieure en valeur absolue à une certaine valeur. L'apparition du courant anodique se produit brusquement lorsque l'on réduit la tension de la grille, et une fois le tube « accroché », il est impossible d'obtenir le décrochage en augmentant la tension de grille. On ne peut y parvenir qu'en réduisant la tension d'anode.

de grandeur et de sens telle que les grilles sont rendues positives pendant une fraction de seconde. Les thyratrons peuvent alors s'amorcer; le condensateur C se décharge, son courant étant limité par le courant de saturation du tube à mesurer. Le condensateur étant choisi de valeur assez faible, l'énergie moyenne mise en jeu est assez faible pour que le tube en essai ne puisse être détérioré par les décharges.

15. **Mesure du courant de saturation.**

Le courant de saturation traverse donc la résistance R et y développe une tension V. Voici le procédé employé pour mesurer la crête de cette

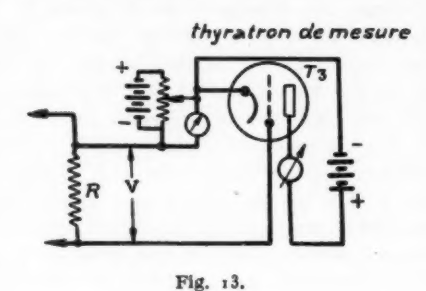


Fig. 13.

tension « pulsée ». Nous utilisons un autre thyratron T_3, dont nous polarisons la grille par une tension négative par rapport à la cathode, et réglable (*fig.* 13). La tension anodique de ce tube T_3 étant fixe, soit V_1 la tension de grille nécessaire pour provoquer l'amorçage du courant d'anode. Lorsque l'on envoie les impulsions dans la résistance R, celle-ci se trouvant en série dans le circuit de grille du thyratron, on constate, si le sens du courant dans la résistance est convenable, que le thyratron s'amorce pour une tension $V_2 > V_1$, on en déduit que l'amplitude de la tension développée aux bornes de R est égale à

$$V = V_2 - V_1 = RI_s \qquad (I_s = \text{courant de saturation}),$$

d'où

$$I_s = \frac{V_2 - V_1}{R}. \tag{M}$$

16. **Réalisation pratique et mode opératoire.**

La figure 14 donne le schéma général de l'installation. La batterie de thyratrons T_2 qui contrôle la décharge du condensateur est constituée par 20 tubes Philips 4690 ([1]) reliés en parallèle. Le courant de pointe admissible pour chaque tube étant de 750 mA, c'est donc un courant de 15 A que peut commander cette batterie. Le branchement de ces tubes en parallèle présente une difficulté : si l'un des tubes a une tension d'amorçage légèrement plus faible que celle des autres (et c'est toujours le cas), il s'amorce le premier et produit une chute de la tension anodique telle que les autres tubes ne peuvent plus s'amorcer. Il en résulte que

([1]) Ces tubes, ainsi que les tubes 4686 cités plus loin ont la dimension de tubes de réception et sont remplis d'argon à la pression de quelques centimètres de mercure.

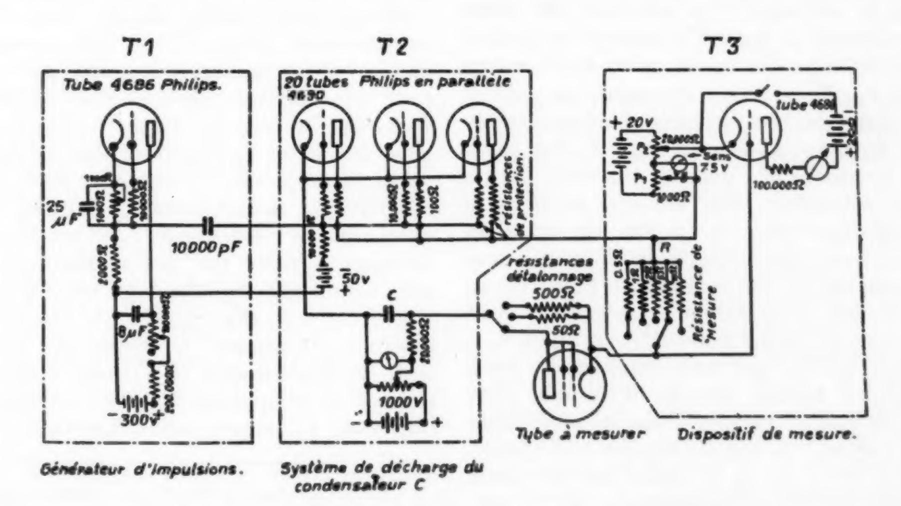


Fig. 14. — Procédé de mesure des courants de saturation.

le premier tube est traversé par la totalité du courant, ce qui ne tarde pas à le détériorer.

Pour remédier à cet inconvénient, nous avons placé en série avec chaque anode une résistance d'une valeur de 100 Ω. De cette façon, si un tube s'amorce avant les autres, son courant anodique est limité, la chute de la tension anodique est limitée et les autres tubes peuvent s'amorcer également. Bien entendu, nous tiendrons compte de la présence de ces résistances lors de l'évaluation de la tension effectivement appliquée au tube à mesurer.

En série avec chaque grille, se trouve une résistance de protection de 10 000 Ω, qui sert à limiter le courant cathode-grille lorsque les grilles sont positives. L'expérience nous a conduit à adopter 0,25 μF pour la valeur de *C*. Cette capacité est suffisamment faible pour que nous puissions faire des mesures de courant de saturation sur les plus petites cathodes sans risquer de les détériorer. *C* est chargé à travers deux résistances de 20 000 Ω par un redresseur dont la tension, réglable à volonté, peut atteindre 1000 V.

Le générateur d'impulsions qui sert à déclencher périodiquement la décharge du condensateur est constitué par un thyratron T_1, du type Philips 4686, monté en oscillateur à relaxation. Il n'est nullement nécessaire que la fréquence soit parfaitement constante. Une fréquence d'environ une impulsion par seconde nous a donné de bons résultats.

La brusque décharge du condensateur produit généralement des courants de haute fréquence amortis, en raison de l'inductance non nulle du circuit de la décharge. Ces courants de haute fréquence risquent de fausser la mesure en agissant de manière intempestive sur la grille du thyratron de mesure T_3. Il est donc nécessaire en premier lieu de réduire le plus possible l'inductance du circuit de décharge du condensateur C. En particulier, la résistance *R*, qui est traversée par le courant de saturation, sera réalisée de façon à avoir une inductance minima. De plus, les connexions de tout le circuit seront courtes et blindées, pour éviter le rayonnement des courants H. F. s'il venait à s'en produire. L'oscillateur à relaxation peut également engendrer des courants H. F. si l'impulsion qu'il produit affecte une forme trop raide. Pour cette raison, il faudra chercher à ce que cette impulsion ait plutôt l'allure d'une demi-sinusoïde que celle d'une dent de scie. Ce résultat a été obtenu par un choix judicieux de la valeur des résistances et des condensateurs de l'oscillateur.

Quant au thyratron de mesure T_3, son courant anodique est limité par une résistance de 100 000 Ω, ce qui, avec une tension anodique fixe de 200 V et compte tenu d'une tension d'arc de 17 V, donne un courant d'environ 1,8 mA quand le tube est amorçé. Un milliampèremètre de 2 mA inséré dans le circuit anodique sert à vérifier l'accrochage. Deux dispositifs potentiométriques permettent de régler la polarisation de la grille. En l'absence d'impulsion, le potentiomètre P_1 est réglé à une tension nulle. Le tube de mesure étant décroché, on cherche avec le potentiomètre P_2 quelle est la valeur de la tension de grille qui provoque l'accrochage. Puis, P_1 étant réglé pour donner sa tension maxima, on fait décrocher le tube [1], on envoie les impulsions et l'on diminue P_1 jusqu'à obtenir l'accrochage. La différence des tensions de polarisation nécessaires pour obtenir l'accrochage avec et sans impulsions se lit directement sur le voltmètre V_g commandé par P_1. Ce dispositif permet d'avoir une plus grande précision dans la mesure de *V*. En l'absence d'impulsions, la tension de polarisation est de l'ordre de 12 V. Quant à la tension *V*, elle est de l'ordre de 6 à 7 V, et se lit sur un voltmètre dont la sensibilité est de 7,5 V.

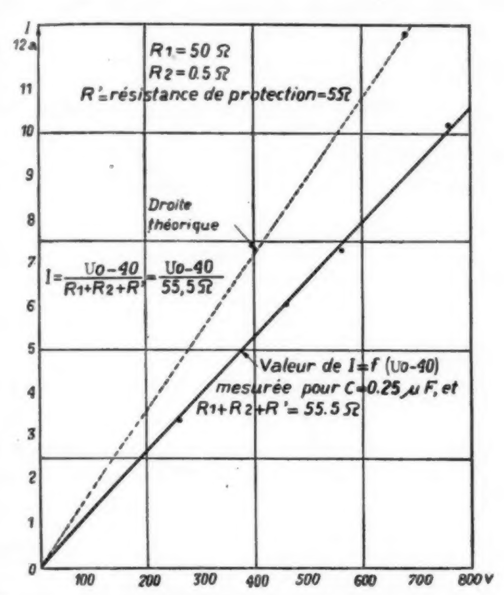
Afin de pouvoir obtenir une tension *V* ayant toujours cet ordre de grandeur, la résistance *R* a été rendue variable par plots. Les valeurs en sont : 0,5, 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000 Ω. Cette gamme permet de mesurer des courants de saturation compris entre 5 mA et 15 A.

17. Étalonnage du dispositif.

Puisque nous faisons appel à une décharge de condensateur, nous devons tenir compte de ce que la tension appliquée à notre tube en essai ne reste pas constante pendant tout le temps de la décharge. De plus, en raison de l'inductance non nulle du circuit (quand il ne s'agirait que de l'inductance propre du condensateur C) le courant ne s'établit pas instantanément. Soit U_0 la tension de charge du condensateur; lorsque le courant de décharge *I* passe par son maximum, la tension aux bornes du condensateur est tombée à une valeur $U_1 < U_0$ (*fig.* 15). C'est la valeur de U_1 qui détermine le courant I_s mesuré par notre dispositif. Pour connaître U_1, nous étalonnerons le système en remplaçant le tube à mesurer par une résistance R_1, « sans self ». Les thyratrons de la

[1] Le décrochage s'obtient en coupant pendant une fraction de seconde le circuit d'anode du tube T_3 à l'aide d'un interrupteur.

batterie T_2 ont une tension d'arc égale à 40 V; de plus la résistance de protection du circuit d'anode



Tension de charge du condensateur (U_0) diminuée de la chute de tension dans la batterie de thyratrons (40 V).

Fig. 15. — Système de mesure du courant de saturation. Étalonnage de la tension pour des courants de 0 à 10 A.

a une valeur totale de 5 Ω (20 résistances de 100 Ω en parallèle). Le courant qui devrait théoriquement traverser le circuit si U_0 était constante est

$$(N) \qquad I = \frac{U_0 - 40}{R_1 + R_2 + 5}.$$

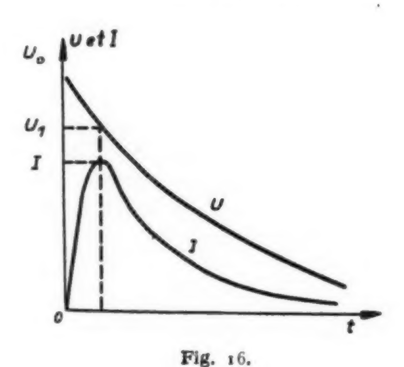


Fig. 16.

C'est cette droite théorique $I = f(U_0 - 40)$ qui est représentée en pointillé sur la figure 16. La droite en traits pleins représente les valeurs réellement mesurées lors de la décharge du condensateur. La distance d'une de ces droites à l'autre comptée parallèlement à l'axe des U_0, donne la valeur de la diminution de tension aux bornes du condensateur au moment où le courant dans le circuit atteint la valeur correspondante. Plus simplement, on peut constater que, d'après la pente des deux droites en traits pleins, tout se passe comme s'il y avait en série dans le circuit une résistance supplémentaire de 20 Ω, ce qui, avec la résistance de protection de 5 Ω donne 25 Ω pour la résistance totale fixe. Pour connaître la tension réellement appliquée au tube à mesurer, nous emploierons donc la formule de correction suivante :

$$(O) \qquad U = U_0 - I(R + 25) - 40.$$

18. Calcul de l'incertitude relative maxima.

Le courant de saturation etant défini par la tension V développée aux bornes de R, soit $I = \frac{V}{R}$, l'incertitude relative sur I peut s'écrire

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta R}{R}.$$

En ce qui concerne $\frac{\Delta R}{R}$, on peut évidemment mesurer R avec une précision de l'ordre du 1/10 000. Toutefois il ne faut pas oublier que nous avons affaire à un régime transitoire, et que malgré les précautions prises dans la réalisation de R, sa composante inductive ne peut être absolument nulle. C'est pourquoi il semble que l'on peut admettre

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{100}.$$

Quant à V, elle est égale à la différence entre V_1, tension d'amorçage du tube T_3 en l'absence d'impulsions, et V_2, tension d'amorçage avec les impulsions,

$$V = V_2 - V_1,$$

d'où

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta V_1 + \Delta V_2}{V_2 - V_1}.$$

Il y a donc intérêt à augmenter $V_2 - V_1$ le plus possible. Dans notre cas, la tension d'anode du tube T_3 étant de 200 V, la tension V_1 est d'environ 12 V. Pour V_2, il n'est pas possible de dépasser 18 ou 19 V, sous peine de perturber le fonctionnement du tube T_3 : si en effet on applique une tension V trop élevée, l'amorçage en présence des impulsions est sujet à des irrégularités. Cela

donne au maximum pour V, 6 à 7 V. L'emploi de deux voltmètres séparés pour V_1 et pour V permet de lire V directement sur un voltmètre dont la sensibilité (égale à 7,5 V) est adaptée à la grandeur de la tension à mesurer.

Admettons sur V_1 et V_2 des erreurs systématiques dues aux lectures de $\frac{\Delta V_1}{V_1} = \frac{\Delta V_2}{V_2} = 0{,}005$ avec $V_1 = 12$ V et $V_2 = 18$ V.

Il vient

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta V_1}{V_1} \frac{V_1 + V_2}{V_1 - V_2} = 0{,}025.$$

L'incertitude totale relative sur I sera donc

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta R}{R} = 0{,}035, \qquad \text{soit } 3{,}5\ \%.$$

Il est à noter qu'il est indispensable de faire de nombreuses lectures de V et d'en prendre la moyenne, sous peine d'introduire d'autres erreurs accidentelles supplémentaires.

L'incertitude relative ci-dessus définie est celle qui résulte des erreurs commises sur les lectures ou l'étalonnage des appareils et de la résistance, en admettant que le courant à mesurer soit parfaitement stable. Il n'en est malheureusement pas ainsi, du fait que l'émission d'une cathode à oxyde est, contrairement à celle du tungstène, sujette à des variations d'amplitude assez grandes. C'est pourquoi, nous estimons qu'il n'est pas possible de définir le courant de saturation avec une incertitude inférieure à 8 ou 10 %.

19. **Résultats obtenus : tracé des courbes de saturation.**

La figure 17 donne, pour une cathode à oxydes, un exemple de courbes de I_s en fonction de V pour différentes valeurs de la température de la cathode. On peut constater que ces courbes ont la même allure générale que celles obtenues avec des métaux purs comme cathodes, le tungstène par exemple. Toutefois, elles présentent sur ces dernières quelques différences dignes d'être signalées :

1° Les courants de saturation sont considérablement plus élevés dans le cas des cathodes à oxydes que dans le cas de métaux purs. Il en résulte des charges d'espace très importantes, qui nécessitent l'emploi de tensions élevées pour obtenir ces courants de saturation. Alors que l'on obtient la saturation d'un filament de tungstène avec quelques dizaines de volts, il en faut plusieurs centaines avec une cathode à oxydes.

2° Comme conséquence des tensions élevées mises en jeu, le courant de saturation n'est pas constant mais croît lorsque la tension appliquée augmente,

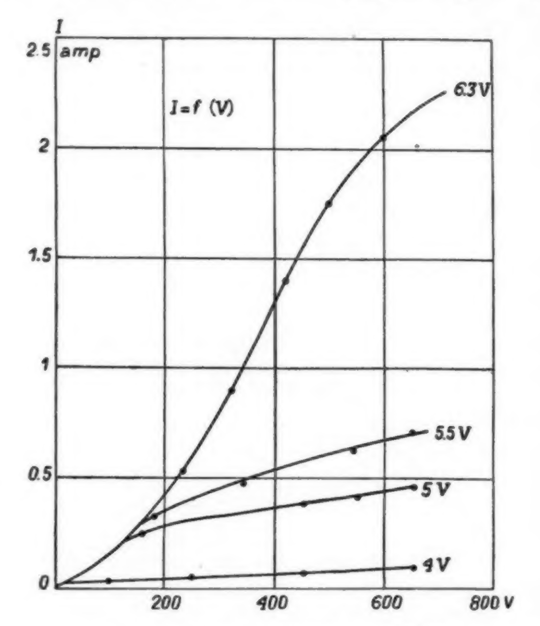


Fig. 17. — Tube miniwatt type EBF2

$I = f(V)$.

Courbes de saturation mesurées par le système à impulsions. Paramètre : Tension de chauffage.

ainsi que le prévoit la loi de Schottky. Cela nous obligera à définir la tension à laquelle nous ferons la mesure du courant de saturation.

20. **Application de la loi de Schottky aux cathodes à oxydes.**

L'augmentation du courant de saturation d'une cathode lorsque l'on augmente le potentiel appliqué à l'anode est une conséquence de l'effet Schottky. Schottky a établi [24] que le potentiel d'extraction d'une cathode diminuait en fonction du champ accélérateur suivant l'expression

$$\text{(P)} \qquad \varphi'_0 = \varphi_0 - (F\varepsilon)^{\frac{1}{2}},$$

où φ'_0 est le potentiel d'extraction réel, c'est-à-dire en présence du champ accélérateur F, φ_0 le potentiel d'extraction en l'absence du champ, ε la charge de l'électron. Si dans la formule de Dushman-Richardson

$$\text{(Q)} \qquad I_0 = AT^2 e^{-\frac{\varphi_0 \varepsilon}{kT}},$$

on remplace φ_0 par φ'_0, il vient

$$I = AT^2 e^{-\frac{\varphi_0 \varepsilon}{kT}} e^{\frac{F^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{\frac{3}{2}}}{kT}}$$

ou encore

(R) $$I = I_0 e^{\frac{4,389 F^{\frac{1}{2}}}{T}} \quad \text{(formule de Schottky)},$$

en exprimant F en volts par centimètre. Si l'on prend le logarithme décimal des deux membres, il vient

(S) $$\log I = \log I_0 + \frac{1,91 F^{\frac{1}{2}}}{T}$$

ou, si l'on a affaire à des électrodes planes,

(T) $$\log I = \log I_0 + \frac{1,91}{T} \left(\frac{V}{x}\right)^{\frac{1}{2}},$$

V étant la d. d. p. entre la cathode et l'anode et x leur distance. On voit que *lorsque la saturation est atteinte*, si l'on trace $\log I = f(\sqrt{F})$; on doit obtenir une droite dont la pente est égale à $\frac{1,91}{T}$.

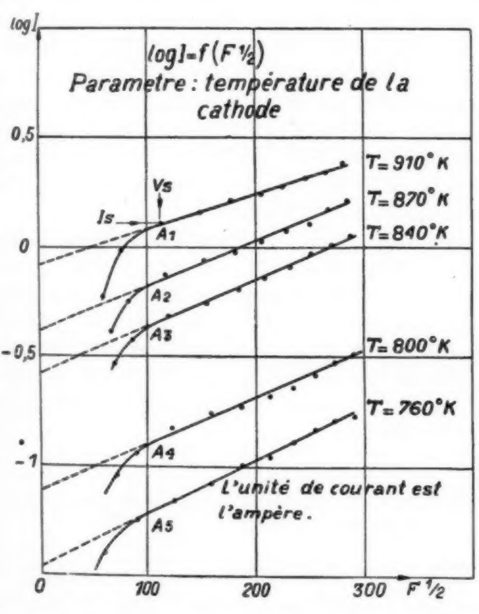


Fig. 18. — Tube type R. 219 n° 8. Courbes de saturation $\log I = f\left(F^{\frac{1}{2}}\right)$.

Il en est bien ainsi avec les cathodes en métaux purs. Mais dans le cas des cathodes à surface complexe telles que tungstène thorié, la droite obtenue a une pente différente de celle qu'exigerait la formule de Schottky. C'est ce qu'ont montré Dushman et ses collaborateurs [25], ainsi que Becker [26] et Reynolds [8]. Ce dernier, par exemple, a constaté qu'avec des filaments de tungstène thorié, la valeur trouvée expérimentalement pour $T \frac{\delta(\log I)}{\delta\left(V^{\frac{1}{2}}\right)}$ était de 10 % plus élevée que la valeur de cette expression déterminée d'après les dimensions géométriques du tube.

Nous avons tracé sur un tube R 219 comportant une cathode à oxydes les courbes de $\log I = f\left(F^{\frac{1}{2}}\right)$ (*fig.* 18). On voit que, conformément à la loi de Schottky, une fois dépassé le régime de la charge d'espace, on obtient une droite, avec toutefois certaines irrégularités dont nous parlerons au paragraphe suivant. Le Tableau II permet de comparer les valeurs de $T \frac{\delta(\log I)}{\delta\left(V^{\frac{1}{2}}\right)}$ obtenues d'après la pente des droites, avec celles que l'on calcule d'après la distance x entre la cathode et la première grille (dans notre cas $x = 0,1$ mm), en posant

(U) $$T \frac{\delta(\log I)}{\delta\left(V^{\frac{1}{2}}\right)} = \frac{1,91}{x^{\frac{1}{2}}}.$$

TABLEAU II.

T (°K).	$T \frac{\delta(\log I)}{\delta\left(V^{\frac{1}{2}}\right)}$.
760	18,4
800	17,6
840	18,5
870	17,7
905	18,2
Moyenne	18,1

Valeur déduite des dimensions géométriques du tube : 19,1

On peut constater que nous trouvons d'après la pente des droites une valeur de $T \frac{\delta(\log I)}{\delta\left(V^{\frac{1}{2}}\right)}$ qui est en moyenne plus faible de 5 % que la valeur calculée. Il est possible que cet écart provienne de ce que la grille qui sert ici d'anode ne peut être assimilée à une électrode pleine placée à la même distance de la cathode.

Il s'agit maintenant de déterminer quelle est la valeur réelle du courant de saturation I_0. Dushman

et ses collaborateurs [25] opérant sur les métaux purs pour des courants d'émission faibles, pratiquent de la façon suivante : Ils prolongent la droite AC de la loi de Schottky jusqu'à son concours avec l'axe des ordonnées, et prennent le point de rencontre B comme ordonnée de $\log I_0$ (*fig.* 19). Il est possible qu'avec des charges d'espace réduites et des courants faibles, cas du tungstène par exemple, cette détermination de I_0 par simple application de la loi de Schottky soit correcte.

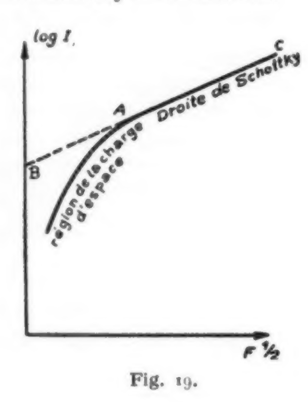


Fig. 19.

Il nous a paru toutefois qu'il n'en va pas de même dans notre cas où nous avons affaire à des courants élevés et des charges d'espace intenses. En effet, on sait que si la charge d'espace n'existait pas, la répartition du potentiel entre la cathode et l'anode serait représentée par une droite (*fig.* 20)

$$V = ax \qquad \text{avec } a = \frac{V_0}{x_0}.$$

Fig. 20.

Quant au champ électrique, il serait constant

$$F = \frac{dV}{dx} = \frac{V_0}{x_0}.$$

La loi de Schottky pourrait alors s'appliquer intégralement. Mais la présence d'une charge d'espace modifie la répartition du potentiel suivant une loi calculée par Langmuir [27]

$$V = \text{const.}\, x^{\frac{4}{3}}$$

et le champ devient

$$F = \text{const.}\, x^{\frac{1}{3}}.$$

Il en résulte que sur la cathode ($x = 0$) le champ est nul tant que l'on reste dans le domaine de la charge d'espace, c'est-à-dire tant que l'on n'a pas atteint la saturation. Comment pourrait-on alors appliquer la loi de Schottky qui suppose l'existence d'un champ élevé au niveau de la cathode ? Cette loi ne peut s'appliquer que lorsque la charge d'espace étant dépassée, le champ sur la cathode n'est plus nul et le courant de saturation est atteint.

Il nous paraît donc plus exact de définir le courant de saturation de la cathode comme étant le courant obtenu au point A, point de raccordement de la courbe de la charge d'espace avec la droite de Schottky. Dans le cas des métaux purs, la charge d'espace étant faible, ainsi que la tension nécessaire pour atteindre la saturation, l'écart entre le courant de saturation défini par l'intersection de la droite de Schottky avec l'axe des $\log I$ d'une part et le courant défini par notre méthode d'autre part, est très faible. Il n'en est pas de même avec les cathodes à oxydes, puisque dans le cas de la figure 18, il peut y avoir un écart de l'ordre de 20 % entre les courants de saturation déterminés suivant l'une ou l'autre de ces définitions.

Pour chaque type de tube électronique et pour chaque température de cathode, nous devrons donc tracer la courbe $\log I = f(V)$, et déterminer les d. d. p. correspondant aux points A_1, A_2, etc. (*fig.* 18). Ces d. d. p. nous serviront pour effectuer les mesures du courant de saturation sur des tubes du même type, pour des températures de cathode correspondantes.

21. **Mesure du travail d'extraction des cathodes à oxydes.**

Il est intéressant d'utiliser notre possibilité de mesurer le courant de saturation vrai des cathodes à oxydes pour déterminer leur travail d'extraction φ_0. Nous nous servirons pour cela des mesures effectuées sur le tube R 219 dont les résultats sont donnés sur la figure 18.

Partons de la formule de Dushman-Richardson

$$I_0 = A T^2 e^{-\frac{\varphi_0 \varepsilon}{kT}}.$$

On peut encore écrire

$$\text{(V)} \qquad \log \frac{I_0}{T^2} = \log A - \frac{0,434\,\varphi_0\,\varepsilon}{k\,T}.$$

Si donc l'on trace la courbe $\log \frac{I_0}{T} = f\left(\frac{1}{T}\right)$, on doit trouver une droite. C'est ce que l'on constate

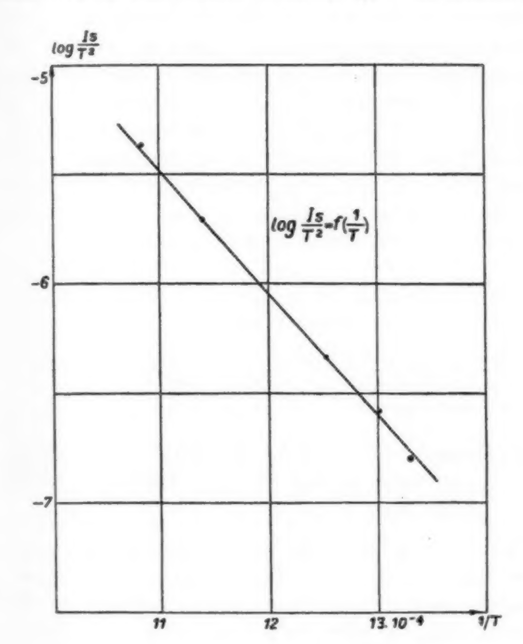


Fig. 21. — Tube R. 219. Cathode à oxydes

$$\log \frac{I_0}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right).$$

L'unité de courant est l'ampère.

en effet (*fig.* 21). Le Tableau III donne les valeurs respectives de T, I_0, $\log \frac{I_0}{T^2}$, $\frac{1}{T}$.

TABLEAU III.

(Surface active de la cathode : 1,25 cm².)

T (°K).	I_0 (A : cm²).	$\log \frac{I_0}{T^2}$.	$\frac{1}{T}$.
760..........	0,043	$\bar{8}$,87	13,15.10⁻⁴
790..........	0,1	$\bar{7}$,2	12,62
840..........	0,34	$\bar{7}$,68	11,9
870..........	0,5	$\bar{7}$,82	11,5
910..........	1	$\bar{6}$,08	11

La pente de cette droite permet de calculer le travail d'extraction en écrivant

$$\text{(W)} \qquad \varphi_0 = 2,303\,\frac{K}{\varepsilon}\,\frac{\delta\left(\log \frac{I_0}{T^2}\right)}{\delta\left(\frac{1}{T}\right)}.$$

On trouve ici

$$\varphi_0 = 1,1 \text{ V}.$$

Nous avons fait les mêmes mesures sur notre tube spécial à anode filiforme de la figure 9.

Le Tableau IV et la figure 22 donnent les résultats obtenus. On trouve

$$\varphi_0 = 1,1 \text{ V}.$$

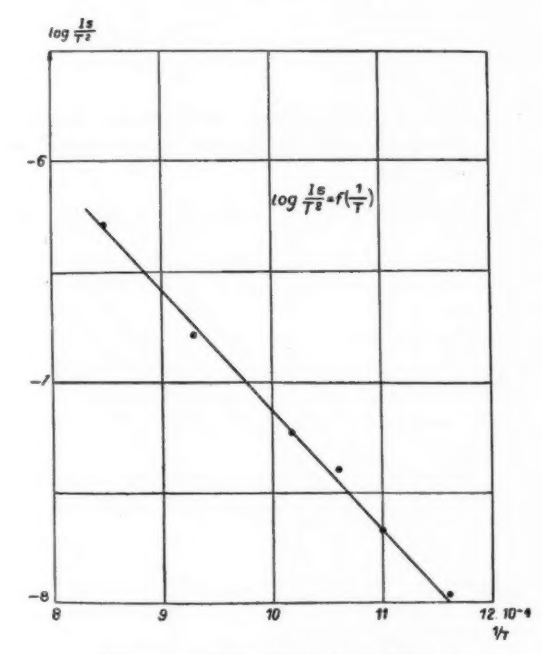


Fig. 22. — Tube spécial de la figure 9.

Détermination du travail d'extraction

$$\log \frac{I_s}{T_2} = f\left(\frac{1}{T}\right).$$

L'unité de courant est l'ampère.

On remarquera la coïncidence entre les valeurs des travaux d'extraction de ces deux types de tubes de fabrication différente.

On remarquera également que, pour le tube spécial, la valeur du travail d'extraction déterminée d'après les caractéristiques thermioniques de la cathode diffère d'environ 16 % de la valeur du travail d'extraction déduit de la différence de

potentiel de contact. Il est certain qu'étant donnée la différence fondamentale des deux procédés, cet écart n'est pas excessif.

TABLEAU IV.

(Surface active de la cathode : 0,04 cm².)

T (°K).	I_0 (A : cm²).	$\log \frac{I_0}{T^2}$.	$\frac{1}{T}$.
863.........	$7,5.10^{-3}$	$\bar{8}$,003	$11,6.10^{-4}$
906.........	17,5	$\bar{8}$,33	11
942.........	35	$\bar{8}$,595	10,6
982.........	57,5	$\bar{8}$,776	10,2
1074.........	186	$\bar{7}$,21	9,3
1171.........	680	$\bar{7}$,696	8,5

22. Déviations périodiques du courant de saturation de part et d'autre de la droite de Schottky.

La précision de notre dispositif de mesure des

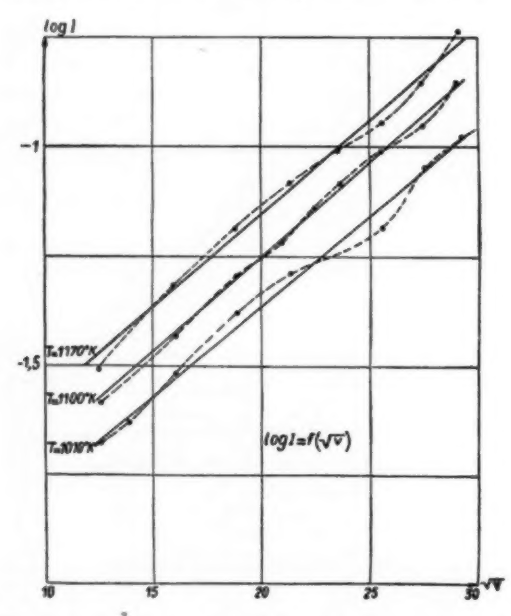


Fig. 23. — Cathode à oxydes. Dérivations périodiques de la droite de Schottky. Tube de la figure 9.

$\log I = f\sqrt{V}$.

Paramètre : température de la cathode. L'unité de courant est l'ampère.

courants de saturation s'est révélée assez bonne pour que nous ayons pu mettre en évidence sur des cathodes à oxydes un phénomène signalé en 1939 par Phips, Seifert et Turnbull [33 et 34], pour des filaments en tungstène pur. Il s'agit de déviations périodiques de courant de saturation de part et d'autre de la droite de Schottky. La figure 23 représente pour le tube à anode filiforme de la figure 9, les courbes $\log I = f(V^{1/2})$ pour $\sqrt{V}$ compris entre 10 et 30. Les auteurs que nous venons de citer avaient trouvé comme ordre de grandeur de l'amplitude moyenne des sinusoïdes : $\log I = 0{,}004$, pouvant exceptionnellement atteindre 0,012. Il semble que le phénomène soit beaucoup plus accusé dans le cas des cathodes à oxydes, puisque avec notre tube spécial, nous avons trouvé des amplitudes moyennes de l'ordre de 0,015 avec certaines valeurs exceptionnelles d'environ 0,04.

CHAPITRE IV.

ÉTUDE DE LA D. D. P. DE CONTACT EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE.

23. Essais sur un tube à vide de fabrication courante et sur le tube spécial à anode filiforme.

La mise au point de notre dispositif de mesure des courants de saturation des cathodes à oxydes fonctionnant à leurs températures normales d'utilisation, nous a permis de mesurer les d. d. p. de contact en fonction de la température. Il était pour nous de la plus haute importance de savoir si la d. d. p. de contact entre une cathode à oxydes et une anode déterminée varie, en fonction de la température suivant la loi

$$\delta(V_c) = -\frac{3}{2}\frac{k}{\varepsilon}\delta(T)$$

ou si, comme le pensent plusieurs auteurs, le coefficient de T est beaucoup plus grand que $\frac{3}{2}\frac{k}{\varepsilon}$. Telle est du moins l'opinion de K. Compton et I. Langmuir [22]. Les recherches de Germer [32] sur le tungstène pur tendraient en effet à prouver que la d. d. p. de contact varie plus vite que ne l'indique l'équation ci-dessus; il constate que pour un filament de tungstène et une anode de nickel la d. d. p. de contact varie d'abord peu entre 1440° et 1570° K, puis très rapidement entre 1570° et 2470° K. Nos essais ont d'abord porté sur un tube de fabrication courante du type R. 219. Le Tableau V donne les tensions de chauffage (V_f), les températures vraies de cathode (T_1), les courants de saturation (I_s) et les d. d. p. de contact (V_c).

Les valeurs indiquées dans les deux autres colonnes seront utilisées au paragraphe 24.

TABLEAU V.

V_f. (V).	T_1. (°K).	I_r. (A).	V_c. (V).	T_2. (°K).	$\theta = \frac{T_2}{T_1}$.
2,5.....	720	0,015	—0,87	985	1,37
3.......	760	0,053	—0,86	1055	1,385
3,5.....	800	0,12	—0,82	1015	1,38
4.......	840	0,35	—0,82	1140	1,36
4,5.....	875	0,7	—0,8	1220	1,39
5.......	910	1,38	—0,87	1250	1,38
5,5.....	935	2,6	—0,9	1300	1,39
6,3.....	985	8,5	—0,85	1310	1,33

On voit que les variations de V_c de part et d'autre de la valeur moyenne sont de l'ordre de 6 %, chiffre qui donne également l'ordre de grandeur de l'incertitude de notre mesure de d. d. p. de contact. Par ailleurs, la variation de d. d. p. de contact entre les deux températures extrêmes (720° et 985° K) devrait être si la formule théorique s'appliquait de 0,034 V, soit environ 4 %. On peut donc en déduire que dans le cas des cathodes à oxydes et dans la limite des températures indiquées, la d. d. p de contact ne varie pas plus que ne l'indique la formule théorique.

Nous avons fait les mêmes mesures sur notre tube spécial à anode filiforme en tungstène. Les résultats en sont consignés aux Tableaux VI et VII. Ils permettent d'aboutir aux mêmes constatations. On remarquera cependant que les quatre premières valeurs de V_c du Tableau VII sont un peu plus faibles que les autres valeurs du même tableau, mais les écarts constatés n'excèdent pas l'incertitude des mesures.

En conclusion, il paraît légitime de faire les mesures de d. d. p. de contact pour une faible température de la cathode, l'incertitude sur les mesures étant alors plus faible que lorsque l'on fonctionne à température élevée.

24. **Valeurs anormales de la pente de la droite des courants résiduels.**

La pente de la droite $\log I = f(V)$ étant égale à $\frac{0,434\,\varepsilon}{kT}$, on devrait donc pouvoir théoriquement, déterminer la température de la cathode, en écrivant

$$\text{(X)} \qquad T = \frac{\delta(V)}{\delta(\log I)}\,\frac{0,434\,\varepsilon}{k} = 5040\,\frac{V_1 - V_2}{\log\frac{I_1}{I_2}}.$$

En appelant (V_1, I_1) et (V_2, I_2) les coordonnées mesurées de deux points situés sur la droite. La température ainsi déterminée correspond à la température vraie de la cathode dans le cas où celle-ci est en métal pur. On peut le constater dans notre tube expérimental à filament de tungstène du paragraphe 5, dont les courbes $\log I = f(V)$ sont tracées sur la figure 7. Nous donnons ci-contre la comparaison entre les températures vraies T_1 et les températures T_2 déduites de la formule ci-dessus. Il en résulte que les écarts constatés sont faibles, de sens variable, et qu'ils peuvent être attribués simplement aux erreurs de mesure. Ces résultats concordent avec ceux qui ont été trouvés par Richardson [31], Germer [32] et Dushman [25] opérant sur des métaux purs, tungstène, tantale ou molybdène.

T_1.	T_2.
1800° K	1785° K
1850	1880
1910	1932

Les phénomènes sont très différents dans le cas de cathodes complexes. Germer en 1925 a trouvé que, sur des filaments à oxydes, la pente de la droite correspondait assez bien à la température de la cathode. Au contraire, Koller [23] a constaté, toujours sur des filaments à oxydes (1), que la température déduite de la pente est 1,3 fois plus élevée que la température vraie. De même, avec des filaments de tungstène thorié, Nottingham [36] a trouvé une pente correspondant à une température 1,5 fois plus élevée que la température vraie.

Nous avons obtenu dans nos recherches des résultats assez complexes. Pour le tube R. 219 dont les résultats sont donnés au Tableau V, nous avons appelé T_2 la température déduite de la pente des courants résiduels et θ le rapport de cette température à la température vraie. On voit que lorsque T varie, θ reste assez constant et égal en moyenne à 1,37, ce qui correspondrait aux résultats trouvés par Koller. Notons que nous nous servons comme anode de la première grille (celle qui est la plus rapprochée de la cathode), et que cette grille constituée par une spirale de molybdène est certainement recouverte de baryum métallique : en effet, si nous avions affaire à une surface de molybdène propre, on devrait trouver une d. d. p. de contact de l'ordre de — 3,4 V (le potentiel d'extraction du molybdène étant de 4,4 V et celui de la cathode à oxydes de l'ordre du volt). Or, on trouve en fait

(1) Fils de platine iridié recouverts par trempage de nitrates de Ba et de Sr, puis chauffés en atmosphère de CO_2.

une d. d. p. de contact de — 0,85 V, ce qui indique que la surface de la grille est recouverte d'un métal plus électropositif que le molybdène.

Nous avons fait des essais analogues avec le tube spécial de la figure 9, dont le fil anode avait été débarrassé du baryum qui s'y était déposé pendant l'activation par un chauffage à 2500° pendant 3 mn. Les températures T_2 déterminées d'après les pentes des droites diffèrent considérablement des températures vraies T_1. Ci-dessous les résultats obtenus.

Tableau VI.

T_1 (°K).	T_2 (°K).	$\theta = \frac{T_2}{T_1}$.	V_c (V).
755	2090	2,86	—3,76
780	2175	2,89	—3,59
800	2240	2,9	—3,67
863	2270	2,64	—3,64
906	2470	2,73	—3,75
942	2640	2,79	—3,71

Ainsi donc, si l'on prend une diode constituée par une cathode à oxydes et une anode en tungstène propre, la temperature déduite de la droite des courants résiduels est 2,8 fois plus élevée, en moyenne, que la température vraie.

Puis nous avons laissé notre tube fonctionner en chauffant la cathode à 1200° K pendant 2 h (dans le but de volatiliser du baryum sur l'anode) et nous avons fait ensuite des mesures analogues aux mesures précédentes. Voici les résultats obtenus.

Tableau VII.

T_1 (°K).	T_2 (°K).	$\theta = \frac{T_2}{T_1}$.	V_c (V).
863	1530	1,78	—1,42
906	1636	1,8	—1,53
942	1700	1,8	—1,49
982	1700	1,8	—1,52
1012	1864	1,84	—1,6
1043	1956	1,87	—1,59
1074	2016	1,87	—1,58
1104	2090	1,89	—1,58
1138	2144	1,88	—1,68
1171	2240	1,91	—1,58

On peut constater que le fait de laisser du baryum se déposer sur l'anode diminue, comme on pouvait le prévoir, la d. d. p. de contact cathode-anode, par réduction du potentiel d'extraction de l'anode. Mais de plus, fait qui n'a pas encore été signalé à notre connaissance, ce changement de l'état de surface de l'anode modifie la pente de la droite $\log I = f(V)$, dans d'assez fortes proportions ($\theta = 2,8$ pour l'anode propre et 1,8 pour l'anode recouverte de baryum). L'expérience est donc sur ce point en contradiction avec la théorie d'après laquelle la pente ne dépendrait que de la température de la cathode.

CHAPITRE V.

APPLICATIONS PRATIQUES.

25. Mécanisme de l'action de la d. d. p. de contact.

En possession d'un procédé de mesure suffisamment précis de la d. d. p. de contact, nous avons pu nous livrer, sur les tubes défectueux dont il est parlé dans l'introduction, à une série de mesures qui ont confirmé que c'était bien la d. d. p. de contact qui, pour une large part, était responsable des perturbations constatées.

Il semble que, *normalement*, pour un pompage et une activation donnés, une certaine quantité de baryum et de strontium provenant de la cathode vient se condenser sur la grille. Celle-ci, constituée dans les lampes fabriquées en série par une spirale de molybdène dont le potentiel d'extraction est de 4,4 V, comme nous l'avons dit au paragraphe précédent, voit donc son potentiel d'extraction s'abaisser et se rapprocher de celui de la cathode. Il en résulte une diminution de la d. d. p. de contact entre cathode (+) et grille (—). Tout se passe comme si la polarisation négative de la grille diminuait. Le courant anodique est donc plus élevé que ne l'exigerait la tension appliquée extérieurement entre cathode et grille. De cette augmentation du courant anodique sous l'influence de la réduction de d. d. p. de contact, on tient compte lors de la détermination des dimensions géométriques des électrodes [1]. Si, par conséquent, pour une raison quelconque, il arrive qu'une quantité plus faible de baryum se dépose sur la grille, la d. d. p. de contact prendra

[1] On tient compte de la d. d. p. de contact d'abord dans le précalcul des lampes en prenant pour V_c une valeur arbitraire de — 0,5 V; puis il est nécessaire de retoucher les dimensions géométriques des électrodes à la suite d'essais pratiques.

une valeur plus élevée et tout se passera comme si la polarisation négative de la grille augmentait, diminuant le courant anodique d'une quantité égale à

(Y) $$\delta(I_a) = S\,\delta(V_c),$$

S étant la pente moyenne de la caractéristique $I_A = f(V)$ dans la région considérée et $\delta(V_c)$ la variation de la d. d. p. de contact.

La diminution de la quantité de baryum deposée sur la grille peut avoir plusieurs causes. Tout d'abord, il suffit qu'accidentellement la température de la cathode ait diminué, même légèrement pendant le pompage ou l'activation du tube. Le phénomène peut aussi avoir une origine chimique : des grilles abandonnées longtemps à l'air avant montage peuvent s'oxyder très légèrement en surface. Lors de l'activation, l'oxyde de molybdène se trouve réduit par le baryum qui n'étant plus à l'état metallique, ne peut contribuer à reduire le potentiel d'extraction de la grille. Par un mécanisme similaire, si, au moment de l'activation, il reste dans l'ampoule des traces d'oxygène ou d'oxyde de carbone provenant des électrodes insuffisamment dégazées au pompage, le baryum venant de la cathode est également transformé à l'état d'oxyde.

Cette variation de la d. d. p. de contact $\delta(V_c)$, très différente d'un tube à l'autre peut dans certains cas atteindre 0,6 à 0,9 V. Si la pente de la caractéristique $I_a = f(V_c)$ est en moyenne de 2 mA/V, cela correspond à une diminution du courant anodique d'environ 1,2 à 1,8 mA. On comprend pourquoi ce sont les tubes à coefficient d'amplification [1] élevé qui sont les plus sensibles aux variations de d. d. p. de contact. En effet, ce sont ces tubes qui présentent simultanément une pente élevée et un courant anodique faible. Toute variation de la tension de la grille entraîne donc, dans ces tubes une forte variation relative du courant anodique.

26. **Essais sur les tubes fabriqués en série.**

Nous avons fait de nombreux essais sur des tubes du type VCL 11. Ces tubes comportent dans la même ampoule deux lampes : une tétrode et une triode. La triode a les caractéristiques moyennes suivantes :

Coefficient d'amplification :

$$k = 60.$$

[1] Dans le cas d'une pentode, c'est le coefficient d'amplification grille 1 — grille 2 qui est à considérer.

Tension d'anode :

$$V_a = +100 \text{ V}.$$

Tension de grille :

$$V_g = -\ 1 \text{ V}.$$

Courant anodique normal :

$$I_a = 1,4 \text{ mA}.$$

Valeurs extrêmes admissibles du courant anodique :

$$I_a = 0,9 \text{ à } 1,9 \text{ mA}.$$

Pente normale :

$$S = 2,5 \text{ mA : V}.$$

Ces triodes présentent à un haut degré le phénomène de déplacement de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ auquel nous faisons allusion dans l'introduction de cette étude.

Nous avons pris 33 lampes dont les courants anodiques, *après pompage et activation normale*, étaient faibles (c'est-à-dire inférieurs à 0,9 mA, limite inférieure de courant imposée par le cahier des charges de la fabrication). Ces 33 lampes ont subi *un traitement spécial* destiné à provoquer une évaporation du baryum de la cathode : la cathode a été chauffée à 1150° K pendant 12 h, la grille reliée à la cathode et l'anode à + 100 V par rapport à la cathode. Le courant anodique était dans ces conditions de 3 à 4 mA (la température normale de fonctionnement de ces cathodes est voisine de 1000° K).

Le Tableau VIII donne les résultats obtenus : les tubes 7 et 9 manquent, ayant été détériorés en cours de traitement. Un premier groupe de quatre colonnes donne *avant traitement spécial* :

Colonne 1, le courant anodique pour une tension grille de -1 V : $I_a(V_g = -1)$.

Colonne 2, la tension de grille pour un courant anodique de 1 mA : $-V_g(I_a = 1 \text{ mA})$.

Pour ces deux mesures la tension anodique était de 100 V.

Colonne 3, le courant de saturation de la cathode, à sa température normale de fonctionnement.

Colonne 4, la d. d. p. de contact entre cathode et grille.

Le deuxième groupe de quatre colonnes (col. 5, 6, 7, 8) donne les mêmes mesures que les quatre premières, mais *après le traitement spécial*.

La colonne 9 donne le rapport *m* entre le courant anodique pour $V_g = -1$ V après traitement et le courant pour la même tension grille avant traitement.

La colonne 10 donne la variation $\delta(V_g)$ de la tension grille pour un courant anodique de 1 mA, à la suite du traitement spécial.

La colonne 11 donne la variation $\delta(V_c)$ de la d. d. p. de contact entre cathode et grille, à la suite du traitement spécial.

La colonne 12 indique la différence $\delta(V_g) - \delta(V_c)$ entre la variation de la tension grille et la variation de la d. d. p. de contact.

D'après ces résultats, nous pouvons faire les constatations suivantes :

1° Le courant anodique à tension de grille donnée augmente pour tous les tubes. Le coefficient d'augmentation *m* varie entre 1,03 (tube n° 21) et 8,2 (tube n° 20);

2° L'évolution du courant de saturation de la cathode à la suite du traitement spécial ne semble pas avoir une influence systématique sur la variation du courant anodique. Ceci s'explique par le fait que le courant anodique considéré se situe dans la région de la charge d'espace;

3° La tension négative de grille nécessaire pour

TABLEAU VIII.

Numéros.	Avant traitement spécial.				Après traitement spécial.				Variations de V_g et V_c observées après traitement.			
	I_a ($V_g = -1$ V) (mA).	$-V_g$ ($I_a = 1$ mA) (V).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	I_a ($V_g = -1$ V) (mA).	$-V_g$ ($I_a = 1$ mA) (V).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	*m*.	$\delta(V_g)$ (V).	$\delta(V_c)$ (V).	$\delta(V_g) - \delta(V_c)$ (V).
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	0,75	−0,8	0,6	1,08	1,26	−1,2	0,84	0,75	1,68	0,4	0,33	+0,07
2	0,2	0,25	0,4	1,39	0,86	0,9	0,58	1,05	4,3	0,65	0,34	+0,31
3	0,18	0,2	0,47	1,16	0,32	0,45	0,57	1,05	1,78	0,25	0,11	+0,14
4	0,43	0,7	0,41	1,24	0,73	0,8	0,74	0,9	1,7	0,1	0,34	−0,24
5	0,57	0,9	1	0,96	1,08	1,1	0,93	0,72	1,9	0,2	0,24	−0,06
6	0,38	0,85	0,68	1,25	1,73	1,45	0,84	0,89	4,55	0,6	0,36	+0,24
8	0,48	0,7	0,55	1,38	1,42	1,25	0,54	0,91	2,95	0,55	0,47	+0,08
10	0,71	0,8	0,75	0,92	1	1	0,65	0,82	1,41	0,2	0,1	+0,1
11	0,7	0,82	1,15	0,9	1,55	1,35	0,83	0,62	2,22	0,53	0,28	+0,25
12	0,23	0,4	0,61	1,46	0,8	0,65	0,55	1,11	3,47	0,25	0,35	−0,1
13	0,85	0,98	1,1	1,15	1,8	1,55	0,91	0,92	2,12	0,53	0,23	+0,3
14	0,64	0,75	0,9	0,93	1,5	1,3	0,62	0,75	2,34	0,55	0,18	+0,37
15	0,97	1	0,65	0,86	1,72	1,45	0,6	0,48	1,77	0,45	0,38	+0,07
16	0,56	0,7	0,75	0,97	1	1	0,48	0,45	1,79	0,3	0,42	−0,12
17	0,5	0,72	1,15	1,2	1,08	1,1	0,65	0,82	2,17	0,38	0,38	0
18	0,42	0,65	1,3	1,28	1,66	1,4	1	0,73	3,95	0,75	0,55	+0,2
19	0,6	0,8	1,15	1,22	1,45	1,3	0,85	0,86	2,42	0,5	0,36	+0,14
20	0,22	0,45	1,2	1,58	1,8	1,45	1,25	0,85	8,2	1	0,73	+0,27
21	0,58	0,7	0,75	1	0,6	0,72	0,6	0,98	1,03	0,02	0,02	0
22	0,57	0,8	0,7	1,05	1,12	1,15	0,75	0,8	1,96	0,35	0,25	+0,1
23	0,8	0,9	1,02	0,9	1,7	1,4	0,77	0,75	2,13	0,5	0,25	+0,25
24	0,65	0,8	0,72	1,24	0,9	0,95	0,6	0,96	1,38	0,3	0,28	+0,02
25	0,68	0,8	0,98	1,13	1,1	1,1	0,75	0,79	1,62	0,3	0,34	−0,04
26	0,23	0,45	0,76	1,6	1,16	1,15	0,67	0,88	5	0,7	0,72	−0,02
27	0,5	0,76	0,57	1,6	1,73	1,4	0,83	0,67	3,47	0,64	0,93	−0,29
28	0,6	0,8	1,02	0,98	1	1	0,65	0,87	1,67	0,2	0,11	+0,09
29	0,73	0,9	1,3	1,06	1,52	1,35	0,7	0,66	2,08	0,45	0,4	+0,05
30	0,72	0,8	0,8	0,8	1,6	1,5	0,53	0,75	2,22	0,7	0,15	+0,55
31	0,57	0,75	1,6	0,96	0,78	0,9	1,06	0,85	1,37	0,15	0,11	+0,04
32	0,69	0,8	1,4	1,1	1,8	1,5	0,8	0,48	3,05	0,7	0,52	+0,08
33	0,6	0,55	1,4	1,4	1,08	1,05	1,93	0,91	1,8	0,5	0,49	+0,01
Moyennes	0,52	−0,68	0,84	−1,14	1,14	−1,08	0,73	−0,76	2,2	0,4	0,38	+0,02

obtenir un courant anodique de 1 mA a augmenté, tandis que la d. d. p. de contact a diminué, comme prévu. Si la d. d. p. était seule à agir sur le courant anodique, la variation de d. d. p. de contact devrait être égale à la variation de tension grille à courant constant. On voit d'après l'examen des colonnes 10 et 11 qu'il n'en est rien. La colonne 12, où sont indiquées les différences entre les variations de tension grille et les variations de d. d. p. de contact montre que dans la plupart des cas la variation de tension grille a été plus élevée que la variation de d. d. p. de contact.

Pour comparer les variations de tension grille à courant anodique constant avec les variations de la d. d. p. de contact, il faut tenir compte de ce que nous admettons une incertitude sur chacune de ces mesures.

En ce qui concerne la d. d. p. de contact V_c, l'application de la formule d'erreur du paragraphe 7 nous a montré que l'incertitude absolue maxima était, pour ces tubes et dans les conditions où nous les avions mesurés

$$\Delta V_c = \pm 0{,}07 \text{ V}.$$

La mesure de la variation de d. d. p. de contact étant le résultat d'une différence de deux tensions, l'incertitude totale est donc le double de celle que l'on peut admettre sur une seule mesure.

On a donc

$$\Delta[\delta(V_c)] = \pm 0{,}14 \text{ V}.$$

En ce qui concerne l'incertitude sur la mesure de V_g, nous rappellerons que le courant anodique dans une triode est défini par

$$i = a(V_a + kV_g)^{\frac{3}{2}},$$

a étant une constante qui dépend de la construction du tube, V_A la tension anodique, V_g la tension de la grille, k le coefficient d'amplification.

De l'équation ci-dessus, on tire

$$V_g = \frac{\left(\frac{i}{a}\right)^{\frac{2}{3}} - V_A}{k}. \tag{Z}$$

L'incertitude absolue s'écrit

$$\Delta V_g = \left|\frac{\partial V_g}{\partial i}\right| \Delta i + \left|\frac{\partial V_g}{\partial V_A}\right| \Delta V_A.$$

Il vient

$$\Delta V_g = \frac{2}{3}\,\frac{\Delta i}{i}\,\frac{V_A + kV_g}{k} + \frac{\Delta V_A}{k}.$$

Pour nos tubes VCL 11, on a

$$V_A = 100 \text{ V}, \qquad V_g = -1 \text{ V}, \qquad k = 60.$$

Admettons

$$\frac{\Delta i}{i} = 0{,}015 \qquad \text{et} \qquad \frac{\Delta V_A}{V_A} = 0{,}005.$$

On obtient

$$\Delta V_g = \pm 0{,}015 \text{ V}.$$

Comme dans le cas de la d. d. p. de contact, la mesure de la variation de tension grille pour un courant anodique constant étant le résultat de deux mesures de V_g, l'incertitude totale sur la mesure de la variation de tension grille sera le double de celle que l'on peut admettre sur une seule mesure de V_g.

On a donc

$$\Delta[\delta(V_g)] = \pm 0{,}03 \text{ V}.$$

L'incertitude absolue maxima sur la mesure de la différence entre la variation de tension grille et la variation de d. d. p. de contact sera donc

$$\Delta[\delta(V_g) - \delta(V_c)] = \pm[0{,}14 + 0{,}03] = \pm 0{,}17 \text{ V}.$$

Ainsi, toutes les fois que les valeurs de $\delta(V_g) - \delta(V_c)$ indiquées dans la colonne 12, seront inférieures ou égales à 0,17 V, nous pourrons admettre, qu'aux erreurs de mesures près, c'est la variation de la d. d. p. de contact qui est la cause du déplacement de la caractéristique; 20 tubes sont dans ce cas sur 31, soit les deux tiers.

Sur les 11 lampes qui restent, deux tubes, les n° 4 et 27 ont subi un déplacement de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ inférieur à celui qui correspondrait à la variation de d. d. p. de contact. Nous ne voyons pas d'explication possible à ce fait. Il s'agit peut-être simplement d'erreurs de mesures particulièrement élevées. Enfin, 9 tubes ont subi un déplacement de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ supérieur à celui qui correspondrait à la variation de la d. d. p. de contact. Ce sont les tubes n°s 2, 6, 11, 13, 14, 18, 20, 23, 30. Ce phénomène s'explique assez bien pour certains tubes en considérant la disposition géométrique des électrodes. Le fonctionnement du tube pendant un temps assez long avec une température de cathode assez élevée a provoqué un décentrage de la cathode par rapport à la grille. Ce décentrage est à lui seul la cause d'une augmentation du courant anodique, qui vient s'ajouter à l'augmentation résultant de la diminution de la d. d. p. de contact.

Pour d'autres tubes, le fait que le déplacement de la caractéristique $I_A = f(V_g)$ est supérieur à

celui qui correspondrait à la variation de la d. d. p. de contact s'explique d'une façon différente. Considérons par exemple le tube 13, dont la figure 24 représente les caractéristiques $I_a = f(V_g)$ avant et après le traitement spécial. Pour ce tube le Tableau VIII indique que la variation de d. d. p. de contact a été de 0,23 V, tandis que la tension grille pour un courant de 1 mA variait de 0,53 V.

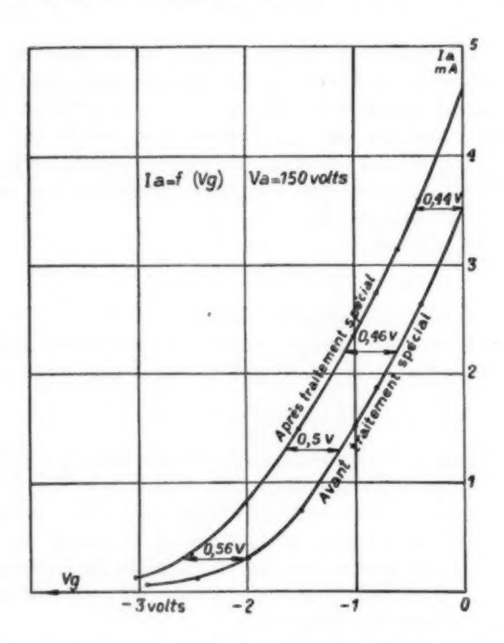


Fig. 24. — Tube type VCL 11 n° 13 du Tableau VIII.
$I = f(V_g)$ $V_a = 150$ V.

En fait, les courbes de la figure 24 indiquent que la caractéristique s'est déplacée de 0,56 V dans le bas et de 0,44 V dans le haut. On peut expliquer ainsi ce phénomène : la cathode comporte à son extrémité supérieure une partie de plus faible diamètre, en pointe, qui sert à son maintien dans une plaquette de céramique. Cette pointe n'étant pas normalement recouverte d'oxydes émissifs, n'est pas, par construction, recouverte par la grille. A la suite du fonctionnement prolongé à température élevée de la cathode, une certaine quantité de baryum a pu se déposer sur la pointe de cathode, qui a pu acquérir ainsi une émission électronique non négligeable. Cette émission n'étant pas soumise au contrôle de la grille, le décalage de la courbe $I_A = f(V_g)$ est évidemment plus grand pour des courants anodiques faibles que pour des courants forts.

27. Moyens d'éviter les variations de la d. d. p. de contact au cours de la fabrication des tubes.

Ces moyens avaient été tout d'abord déterminés empiriquement, alors que le mécanisme d'action de la d. d. p. de contact n'était pas clairement précisé. Les méthodes de mesure que nous avons mises au point permettent de constater que ces moyens empiriques de stabilisation sont tout à fait justifiés par la théorie. Il s'agit d'obtenir une évaporation accélérée du baryum de la cathode et sa condensation sur la grille, afin d'obtenir la fixation de la d. d. p. de contact à une valeur suffisamment faible. Pour cela, il suffit d'appliquer systématiquement aux tubes sujets aux déplacements de caractéristiques, en plus du traitement normal d'activation, un traitement thermique de la cathode. Nous utilisons, suivant les cas, deux méthodes : ou bien la cathode est chauffée pendant 1 ou 2 mn à 1400° K, ou bien elle est chauffée à 1200° K pendant 12 à 24 h. Il n'est pas indispensable de provoquer le passage d'un courant électronique pendant ces traitements. Toutefois il est d'usage de le faire lorsque l'on utilise le deuxième type de traitement. Un courant électronique d'environ 10 mA/cm² de surface émissive de la cathode améliore l'activation de cette dernière et stabilise le fonctionnement du tube.

28. Évolution de la d. d. p. de contact pendant le fonctionnement des tubes.

Nous avons cherché à savoir comment évoluait la d. d. p. de contact entre la cathode et la grille d'un tube pendant son fonctionnement. Nos essais ont porté sur des tubes du type EF. 6. Les résultats que nous avons obtenus montrent bien que sur un même tube il y a des variations importantes de la d. d. p. de contact au cours de la vie, mais ne permettent pas actuellement d'en tirer une loi de la variation (*voir* Tableau IX).

On constate qu'il y a une corrélation évidente entre l'évolution de la d. d. p. de contact et la variation du courant anodique à tension grille donnée. Le tube n° 1, par exemple, a subi entre zéro et 600 h une augmentation de courant anodique de 0,4 mA, la diminution de la d. d. p. de contact dans le même temps ayant été de 0,4 V, ce qui correspondrait à une pente moyenne de la caractéristique de 1 mA/V. La mesure directe de la pente nous a bien donné cette valeur.

Le tube n° 3 a subi une augmentation de courant anodique de 0,3 mA, pour une diminution de

TABLEAU IX. — *Tubes types* EF 6.

Évolution de la d. d. p. de contact pendant le fonctionnement.

Nos.	0 heure.			100 heures.			200 heures.			400 heures.			600 heures.		
	I_a (V_g = −3,5) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	I_a (V_g = −3,5) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	I_a (V_g = −3,5) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	I_a (V_g = −3,5) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	I_a (V_g = −3,5) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).
1.....	0,8	0,93	1,02	1,3	0,7	0,91	1,1	0.87	0,64	1,1	0,43	9,58	1,2	0,83	0,62
2.....	0,9	0,8	0,75	1,2	0,66	0,96	1,1	0,7	0,87	0,9	0,53	0,7	1	0,78	0,85
3.....	1	0,63	0,64	1	0,6	0,58	1	0,63	0,72	1,2	0,35	0,44	1,3	0,47	0,44
4.....	1,2	0,97	0,37	0,9	0,7	0,82	0,7	0.82	0,66	0,5	0,86	1,43	0,5	0,87	1,44
5.....	1	0,66	0,5	1,2	0,5	0,2	1	0.6	0,61	1,1	0,5	0,59	1,1	0,82	0,75
6.....	0,7	0,63	1,3	1	0,54	0,9	0,9	0,56	0,72	0,9	0,46	0,35	0,9	0,6	0,46
8.....	0,8	0,58	0,66	0,9	0,47	0,46	0,9	0.42	0,65	1,1	0,52	0,51	1,1	0,67	0,55
9.....	1	0,8	0,28	1	0.42	0,26	0,8	0,58	0,5	0,7	0.67	0,5	0,7	0,61	0,62
10.....	1,4	1,05	0,7	1,8	1,14	0,58	1,5	1,25	0,51	1,3	0,63	0,81	1,3	0,96	0,89
Moy...	0,98	0,78	0,69	1,15	0,63	0,63	1	0,6	0,65	1	0,51	0,54	1	0,73	0,62

la d. d. p. de contact qui n'est que de 0,2 V. On trouve donc pour ce tube une variation de courant un peu plus forte que ne l'exigerait la variation de la d. d. p. de contact.

Le tube 4 a vu son courant tomber de 1,2 mA à 0,5 mA, soit une variation de 0,7 mA, pour une augmentation de d. d. p. de contact qui atteint 1,07 V; la mesure directe de la pente a montré que ce tube n'a pas subi une variation de courant anodique proportionnée à la variation de la d. d. p. de contact.

Au total sur 9 tubes étudiés, nous en trouvons 4 dont le courant anodique a augmenté : ce sont les tubes : 1, 3, 6, 8. Deux tubes ont vu leur courant baisser : les nos 4 et 9. Dans chaque cas, il semble bien que la modification du courant soit due à la variation de la d. d. p. de contact. Enfin le courant des tubes 2 et 10 est resté à peu près constant, les d. d. p. de contact n'ayant pas subi de grandes variations. Sur la figure 25 nous avons tracé les courants anodiques et les d. d. p. de contact des tubes 1, 3 et 4 en fonction du temps de fonctionnement des tubes. Ces courbes indiquent très nettement l'influence de la d. d. p. de contact sur le courant.

Quelle est la cause de l'instabilité de la d. d. p. de contact ? Il n'est possible de former à ce sujet que des hypothèses. La diminution de la d. d. p. de contact provient probablement, comme nous l'avons déjà dit, d'un dépôt de baryum métallique sur la grille dont le potentiel d'extraction se trouve diminué. Quant à l'augmentation de la d. d. p.

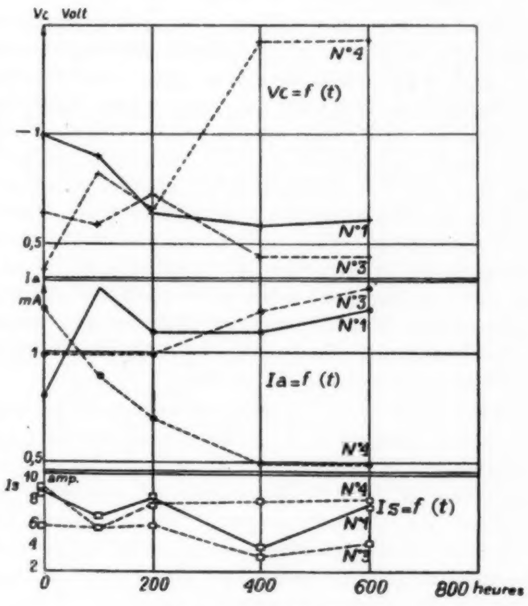


Fig. 25. — Tubes EF 6.

V_c, I_a et $I_s = f(t)$.

de contact, il est vraisemblable qu'au cours du fonctionnement, des électrodes mal dégazées libèrent

de l'oxygène occlus qui peut oxyder le baryum déposé en surface de la grille, provoquant ainsi une augmentation du travail d'extraction de cette électrode.

On peut objecter que le potentiel d'extraction de la grille n'est pas le seul à agir sur la d. d. p. de contact, et que le potentiel d'extraction de la cathode en est le deuxième élément. Nous ferons remarquer que si la modification du potentiel d'extraction de la cathode était la cause des fortes variations de d. d. p. de contact que nous constatons, le courant de saturation I_s de la cathode varierait dans des proportions énormes. Or, le Tableau IX prouve qu'il n'en est rien.

Par les renseignements qu'elle peut donner au sujet de l'état de surface de la grille, il semble que la mesure de la d. d. p. de contact puisse permettre, avec l'aide de la mesure du courant de saturation, de mieux connaître un certain nombre de phénomènes assez obscurs qui accompagnent le mécanisme de l'émission électronique d'une cathode.

CONCLUSION.

Au cours de cette étude, nous avons tout d'abord cherché et mis au point un dispositif permettant la mesure de la d. d. p. de contact entre la cathode et une autre électrode d'un tube électronique. A l'aide d'un tube spécial, nous avons appliqué ce procédé de mesure au cas où la cathode était du type à oxydes et l'anode en tungstène pur. De la mesure de la d. d. p. de contact entre ces deux électrodes et pour une température peu élevée de la cathode (600° K), nous avons déduit la valeur du potentiel d'extraction de la cathode à oxydes, et cette valeur concordait bien avec les valeurs données par d'autres expérimentateurs qui mesuraient le potentiel d'extraction suivant une méthode entièrement différente de la nôtre.

Comme par ailleurs il était nécessaire de vérifier de quelle façon la d. d. p. de contact évoluait en fonction de la température de la cathode, et que pour cela il était indispensable de connaître le courant de saturation pour des températures normales de la cathode (1000° K), nous avons mis au point un procédé permettant grâce à la décharge d'un condensateur, de mesurer ce courant de saturation.

Nous avons indiqué comment, à notre avis, il fallait se servir de la loi de Schottky pour déterminer le courant de saturation réel des cathodes à oxydes. Nous avons utilisé nos mesures de courants de saturation à la détermination du potentiel d'extraction de nos cathodes, et la valeur trouvée par ce moyen ne s'écartait que de 16 % de celle obtenue par l'intermédiaire de la mesure de d. d. p. de contact.

Nous avons signalé que, grâce à notre procédé de mesure du courant de saturation, nous avons mis en évidence sur les cathodes à oxydes un phénomène de déviation périodique du courant de saturation de part et d'autre de la droite de Schottky, phénomène déjà signalé par quelques auteurs américains, mais seulement avec des filaments de tungstène pur. Nous avons constaté que dans la limite de précision des mesures, la d. d. p. de contact n'évoluait pas plus que ne l'indiquait la formule théorique, ce qui nous autorisait à faire les mesures de d. d. p. de contact pour des températures faibles de la cathode, cas où la précision est la meilleure.

Nous avons également mis en évidence le fait que, dans la zone des courants résiduels, la pente de la droite $\log I = f(V)$ dépend non seulement de la température de la cathode, mais aussi, dans une large mesure, de l'état de surface de l'électrode réceptrice, et par conséquent, de la d. d. p. de contact.

Enfin, en étudiant les applications de notre procédé de mesure de la d. d. p. de contact à l'industrie des tubes de réception, nous avons indiqué comment on pouvait parvenir à réduire la d. d. p. de contact entre la cathode et la grille d'une triode, afin d'en augmenter le courant anodique pour une tension extérieure donnée de la grille.

Nous avons également montré que, pendant le fonctionnement d'un tube, la d. d. p. de contact varie beaucoup, mais il ne semble pas possible d'établir pour le moment une loi de ces variations.

En résumé, nos procédés de mesure du courant de saturation et de la d. d. p. de contact permettent de bien connaître l'état électronique de la cathode ainsi que l'état de surface de la grille, ce qui, nous l'espérons, contribuera à éclaircir le fonctionnement si complexe des cathodes à oxydes.

Je prie MM. les Professeurs E. Darmois, F. Bedeau et Y. Rocard d'accepter mes remerciements pour avoir bien voulu prendre ce travail en considération.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à M. O. Yadoff pour ses conseils et ses encouragements.

J'ai réalisé mes recherches dans les Laboratoires et Ateliers de la Société « La Radiotechnique », dont je prie la Direction de bien vouloir agréer l'expression de ma profonde reconnaissance pour toutes les facilités qu'elle a bien voulu m'accorder.

BIBLIOGRAPHIE.

1. BOUASS, *Magnétisme et électricité*, Delagrave, Paris.
2. O. W. RICHARDSON, *Emission of electricity from hot bodies*, 1921, Longmans Green and C°, London.
3. E. BLOCH, *Les phénomènes thermioniques*, 1923, Les Presses universitaires, Paris.
4. BARKHAUSEN, *Les tubes à vide et leurs applications*, 1932, Dunod, Paris.
5. L. CHAFFEE, *Theory of thermionic vacuum tubes*, 1934, Mc Graw Hill book C°, New-York.
6. A. L. REIMANN, *Thermionic emission*, 1935, Chapman and Hall.
7. T. J. JONES, *Thermionic emission*, 1935, Methuen and C°, London.
8. N. B. REYNOLDS, *Phys. Rev.*, 35, 1930, p. 158.
9. A. L. REIMANN, *Phil. Mag.*, 20, 1935, p. 594.
10. ANDERSON, *Phys. Rev.*, 47, 1935, p. 958.
11. TAYLOR et I. LANGMUIR, *Phys. Rev.*, 44, 1933, p. 423.
12. W. B. NOTTINGHAM, *Phys. Rev.*, 44, 1933, p. 311.
13. O. W. RICHARDSON et ROBERTSON, *Phil. Mag.*, 162, 1922, p. 43.
14. COPLEY et SPENCE, *Journ. Am. Chem. Soc.*, 61, 1939, p. 3027.
15. D. B. LANGMUIR, *Phys. Rev.*, 49, 1936, p. 428.
16. WORTHING et FORSYTHE, *Astrophys. J.*, 61, 1925, p. 126.
17. DAVISSON et GERMER, *Phys. Rev.*, 20, 1922, p. 300; 30, 1927, p. 634.
18. S. DUSHMANN et ROWE, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 338.
19. S. DUSHMAN, *Rev. Mod. Phys.*, 2, 1930, p. 382.
20. ZWIKKER, *Proc. Amst. Acad. Sc.*, 29, 1926, p. 792; *Physica*, 5, 1925, p. 249.
21. KOLLER, *The physics of electron tubes*.
22. K. COMPTON et LANGMUIR, *Rev. Mod. Phys.*, 2, 1930, p. 136.
23. KOLLER, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 671.
24. SCHOTTKY, *Z. Physik*, 14, 1923, p. 63; *Phys. Z.*, 15, 1914, p. 872.
25. S. DUSHMAN et EWALD, *Phys. Rev.*, 29, 1927, p. 860. — ROWE, EWALD et KIDNER, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 338.
26. J. A. BECKER, *Rev. Mod. Phys.*, 7, 1935, p. 95.
27. I. LANGMUIR, *Phys. Rev.*, 2, 1913, p. 450.
28. C. G. FOUND, *Phys. Rev.*, 45, 1934, p. 519.
29. G. RIBAUD, *Traité de pyrométrie optique*, paragraphe 98, 1931, édition de la *Revue d'optique*.
30. A. W. HULL, *Phys. Rev.*, 56, 1939, p. 86.
31. O. W. RICHARDSON, *Phil. Mag.*, 18, 1908, p. 681.
32. L. H. GERMER, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 795.
33. R. E. SEIFERT et T. E. PHIPS, *Phys. Rev.*, 652, 1939, p. 56.
34. D. TURNBULL et T. E. PHIPS, *Phys. Rev.*, 663, 1939, p. 56.
35. KOLLER, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 671.
36. W. B. NOTTINGHAM, *Phys. Rev.*, 793, 1932.

MESURES DE PRÉCISION DES PARAMÈTRES CRISTALLINS PAR LES RAYONS X.

PAR NGUYEN THIEN-CHI,

Ingénieur au Laboratoire de Recherches physico-chimiques de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil.

SOMMAIRE. — *Après avoir exposé le principe de la méthode Debye-Scherrer et son emploi à la détermination des paramètres cristallins, l'auteur étudie deux autres méthodes s'appliquant également aux substances polycristallines et permettant d'atteindre une grande précision dans les mesures : l'une utilise la réflexion des rayons en retour, l'autre le principe de focalisation de Seeman-Bohlin. Au sujet de cette dernière, il est décrit une chambre de diffraction de construction simple réalisée au Laboratoire, avec laquelle on a obtenu de beaux diagrammes et des résultats d'une précision élevée.*

Les méthodes de la radiocristallographie sont toutes basées sur la diffraction des radiations de Röntgen par la matière cristallisée, découverte par Laue. Dans le présent exposé, on laissera de côté la méthode de Laue et celle de Bragg (ou du cristal tournant) qui exigent toutes deux l'emploi d'un cristal unique assez bien formé pour pouvoir être correctement orienté par rapport au faisceau incident. On se bornera à étudier la méthode de Debye-Scherrer qui est la seule applicable aux substances polycristallines, dont les métaux et alliages sont un exemple important. Elle est par excellence la méthode courante des laboratoires de métallurgie auxquels elle doit de nombreux perfectionnements.

1. Principe de la méthode Debye-Scherrer.

Lorsqu'un faisceau de rayons X tombe sur un cristal, il peut être réfléchi par une famille de plans réticulaires suivant les lois ordinaires de la réflexion, à condition que la longueur d'onde λ de la radiation, l'angle θ du faisceau incident avec les plans et l'équidistance d de ces derniers satisfassent à la relation de Bragg

$$n\lambda = 2d\sin\theta, \quad (1)$$

n étant un nombre entier désignant l'ordre de la réflexion.

Ce rappel de la formule de Bragg est nécessaire à l'intelligence de la méthode Debye-Scherrer dont le principe est schématisé sur la figure 1.

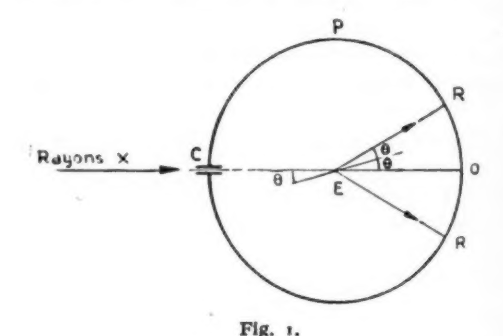


Fig. 1.

L'échantillon en forme de bâtonnet (ce sera par exemple un fil de verre enduit de la poudre à examiner) est placé en E perpendiculairement au plan de la figure et reçoit à angle droit un pinceau de rayons X monochromatiques de longueur d'onde λ canalisé par un système de fentes ou de trous C. Le faisceau rencontre un grand nombre de grains ayant toutes les orientations possibles, dont certains présentent aux rayons X une famille de plans sous l'angle de Bragg : il y a réflexion sur ces plans, les rayons réfléchis formant un cône de révolution centré sur le faisceau incident et de demi-angle 2θ. Sur une pellicule sensible P centrée sur E, le cône

précédent aura pour traces deux branches de courbe RR′ symétriques par rapport à la trace O du faisceau direct. A chaque famille de plans d'intervalle d correspondra un couple de raies, à condition d'avoir

$$d \geq \frac{\lambda}{2}, \quad \text{d'après la relation (1).}$$

Tout corps cristallisé aura donc son diagramme Debye-Scherrer qui permettra en principe de l'identifier. La figure 2 montre en exemples, de haut en bas, respectivement les diagrammes du tungstène, de l'or colloïdal et de la blende, tous les trois appartenant au système cubique, ce qui explique la simplicité des clichés. Mais le diagramme se complique par l'augmentation du nombre de raies à mesure que la symétrie diminue, et l'on en rencontre qui sont très touffus.

2. Mesures précises des paramètres cristallins par la méthode Debye-Scherrer.

Le premier travail à effectuer sur un diagramme Debye-Scherrer est la détermination des intervalles réticulaires correspondant aux diverses paires de raies. Soit s la distance entre deux raies symétriques comptée sur la ligne équatoriale du cliché. Si r est le rayon de la chambre de diffraction, on a

$$s = 4r\theta,$$

d'où l'on tire θ. La formule (1) fournit ensuite d. Connaissant les intervalles d, on calcule les paramètres cristallins au moyen de formules simples. Soit d_{hkl} l'équidistance des plans dont les indices de Miller sont hkl; on a, pour le système cubique

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \tag{2}$$

a étant l'arête du cube élémentaire.

Des formules analogues correspondent aux autres systèmes cristallins.

Les mesures de précision exigent un certain nombre de conditions qu'on va passer en revue.

Reprenons la formule de Bragg

$$n\lambda = 2d \sin\theta.$$

Par différenciation, on obtient

$$\frac{\delta d}{d} + \frac{\cos\theta \, d\theta}{\sin\theta} = 0,$$

d'où

$$\delta\theta = -\frac{\delta d}{d} \operatorname{tg}\theta.$$

Si l'on considère le cas simple du système cubique, on a, d'après la relation (2)

$$\frac{\delta d}{d} = \frac{\delta a}{a},$$

d'où

$$\delta\theta = -\frac{\delta a}{a} \operatorname{tg}\theta. \tag{3}$$

Une variation δa produit une variation $\delta\theta$, donc un déplacement des raies d'autant plus grand que θ est plus voisin de 90°, c'est-à-dire que les raies sont plus lointaines. Pour des mesures de précision, on se servira donc des dernières raies du diagramme ($\theta > 60°$).

Les pointés des raies sont d'autant plus précis qu'elles sont plus nettes et plus fines, ce qui s'obtient avec un échantillon fin, bien centré et éclairé par un faisceau étroit. Il faut aussi que le film soit rigoureusement cylindrique et centré sur l'axe de rotation de l'échantillon.

Mais même avec un cliché obtenu dans les meilleures conditions, il y a lieu de tenir compte d'erreurs systématiques provenant des déformations du film au cours des manipulations photographiques, de l'absorption de l'échantillon, d'un défaut de centrage inévitable. Ces erreurs systématiques tendent vers zéro quand θ tend vers $\frac{\pi}{2}$.

Soit le diagramme très simple du tungstène qui appartient au système cubique : en calculant par la formule (2) les valeurs du paramètre a d'après les raies (310), (111), (321), (400), pour lesquelles $\theta > 50°$, on remarque que ces valeurs diffèrent les unes des autres et qu'elles augmentent régulièrement avec θ. Si l'on porte en abscisses $\cos^2$ et en ordonnées les valeurs calculées de a, les points figuratifs, pour θ voisin de 90°, jalonnent approximativement une droite dont l'intersection avec l'axe des a fournit la valeur correcte du paramètre. Cette méthode d'interpolation graphique, due à Bradley et Jay [1], nous sert quelquefois à déterminer, avec une bonne précision, les paramètres de poudres de tungstène, molybdène, nickel, etc., au moyen d'une chambre Debye-Scherrer courante de 76,5 mm de diamètre.

3. Méthode de réflexion en retour.

En utilisant les seules raies diffractées aux grands angles, cette méthode permet d'atteindre une grande précision moyennant certaines précautions. Le principe en est schématisé sur la figure 3.

---

[1] BRADLEY et JAY, *Proc. Phys. Soc.*, 1932, 44, p. 563.

Le pinceau de rayons X traverse en C la plaque sensible P qui est percée en cet endroit, et tombe sur l'échantillon E. Grâce à cette disposition, on n'enregistre, sur des plaques de formats ordinaires, que les rayons réfléchis aux grands angles, c'est-à-dire revenant presque sur eux-mêmes. L'échantillon est soit un bâtonnet mobile autour de son axe, soit un bloc avec une surface plane pouvant tourner dans son plan. Dans l'appareil de Bénard, la plaque aussi tourne dans son plan autour du faisceau incident. Ces divers mouvements permettent d'obtenir des raies d'aspect uniforme, surtout lorsque les cristaux sont volumineux.

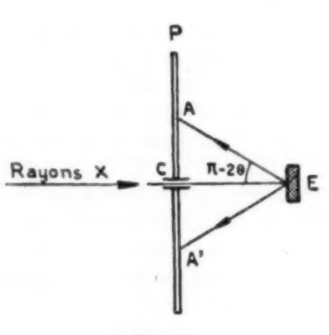


Fig. 3.

Pour avoir des résultats comparables d'un cliché à l'autre, on superpose à chaque diagramme celui d'une substance-étalon ayant une raie voisine de celle qu'on se propose d'exploiter. Soit r le rayon de l'anneau étudié, D la distance échantillon-plaque, on a

$$r = D \operatorname{tg}(\pi - 2\theta)$$

et de même pour l'étalon

$$r_e = D \operatorname{tg}(\pi - \theta_e),$$

d'où

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{r}{r_e} \operatorname{tg} 2\theta_e.$$

On en tire θ, et la formule de Bragg donne l'intervalle réticulaire d correspondant.

La distance D, qui est difficile à déterminer, surtout avec un échantillon en bâtonnet, est ainsi éliminée en même temps que les causes d'erreurs systématiques (contraction du film, absorption de l'échantillon, etc.).

Pour les mesures de précision, on adopte généralement une raie située dans le domaine angulaire 70-85° : le choix de l'étalon est fixé par la condition de fournir une raie aussi voisine que possible de la précédente. Ainsi, avec une anticathode de cuivre ($\lambda_{K\alpha} = 1,538$ Å), on utilisera commodément la raie (320) de NaCl ($d_{320} = 0,781$ Å) ou la raie (333) de Ag ($d_{333} = 0,785$ Å); si l'anticathode est en fer ($\lambda_{K\alpha} = 1,932$ Å), la raie (440) de NaCl conviendra ($d_{440} = 0,895$ Å). Les cas d'espèce sont faciles à trancher en se reportant à des tables d'intervalles réticulaires relatives à divers éléments purs.

Dans la méthode de réflexion en retour, la dispersion croît avec la distance échantillon-plaque, mais en même temps les raies s'élargissent, ce qui rend les pointés moins précis (on se tient en général entre 40 et 50 mm). En utilisant le principe de focalisation, on obtient des raies fines sans cesser de bénéficier d'une dispersion élevée.

4. Chambre de focalisation symétrique.

Cette chambre qui permet, comme la précédente, d'étudier la diffraction aux très grands angles, utilise le principe de focalisation de Seeman-Bohlin. Sur le schéma de principe de la figure 4, on voit que la fente F, l'échantillon E et la pellicule photographique se trouvent sur une même surface cylindrique. Par F pénètre un faisceau X divergent qui vient couvrir une certaine étendue de l'échantillon. En tout point de ce dernier, l'angle entre les rayons incident et diffracté étant $\pi - 2\theta$, le faisceau issu de F vient, après diffraction, focaliser en D en y produisant une raie, ainsi qu'en D′ par raison de symétrie. La dispersion est deux fois plus grande qu'avec une chambre Debye-Scherrer de même diamètre.

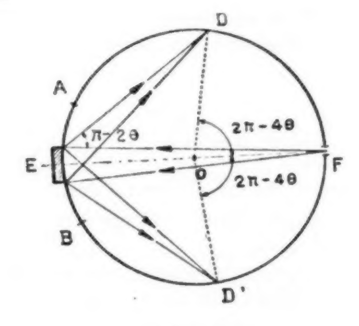


Fig. 4.

La finesse des raies, due à la focalisation, augmente la précision des pointés. En outre, la pose est écourtée grâce à la concentration de l'énergie d'un large faisceau sur une raie.

Il reste à préciser le degré de précision susceptible d'être atteint dans une mesure. On choisira une raie (hkl) et une longueur d'onde λ telles que l'angle θ

soit le plus grand possible. Soit s la distance entre les deux raies (hkl), r le rayon de la chambre; d'après la figure 4, on a

$$s = \widehat{DFD'} = 4r(\pi - 2\theta)$$

ou

$$(4) \qquad \frac{s}{8r} = \frac{\pi}{2} - \theta.$$

Pour un corps du système cubique, on a, en combinant les relations (1) et (2)

$$a = \frac{\lambda\sqrt{h^2+k^2+l^2}}{2}\,\frac{1}{\sin\theta}$$

ou, d'après (4),

$$a = \frac{\lambda\sqrt{h^2+k^2+l^2}}{2}\,\frac{1}{\cos\left(\frac{s}{8r}\right)},$$

d'où

$$\frac{\delta a}{a} = \operatorname{tg}\left(\frac{s}{8r}\right)\delta\left(\frac{s}{8r}\right)$$

ou, si $\frac{s}{8r}$ est petit

$$\frac{\delta a}{a} = \frac{s}{8r}\,\frac{\delta s}{8r},$$

$$\frac{\delta a}{a} = \left(\frac{s}{8r}\right)^2\frac{\delta s}{s}.$$

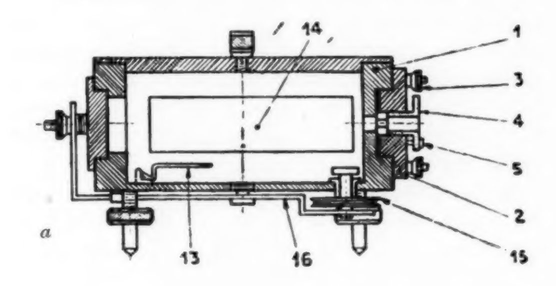
Lorsque θ est grand, $\frac{s}{8r}$ est petit et $\frac{\delta a}{a}$ sera très faible en raison de la petitesse de $\left(\frac{s}{8r}\right)^2$. Soit le cas d'une poudre de tungstène thorié (0,75 % Th.). Pour la raie (400) $K\alpha_2Cu$, on a $s = 100{,}8$ mm. Avec $ds = 0{,}2$ mm et $2r = 114{,}60$ mm, on trouve

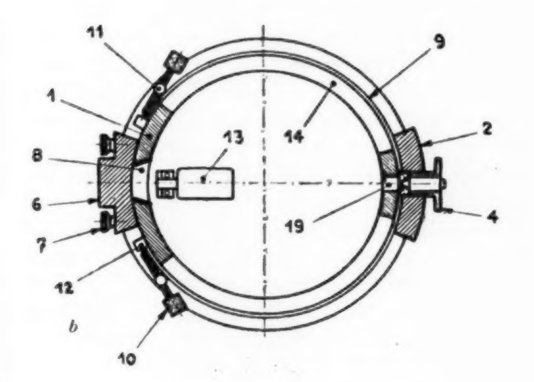
$$\frac{\delta a}{a} = 0{,}000096.$$

En prenant $a = 3{,}158$ Å, on a $\delta a = 0{,}0003$ Å. Dans le cas actuel, l'erreur $ds = 0{,}2$ mm représente une limite supérieure lorsqu'on pointe avec une réglette de verre graduée en $\frac{1}{5}$ mm; il est possible de l'abaisser par une mesure plus précise (enregistrement microphotométrique).

5. **Chambre du laboratoire**.

Suivant le principe exposé au paragraphe 4, nous avons fait réaliser par notre atelier une chambre de construction simple destinée aux besoins du Laboratoire. La photo de la figure 5 en montre une vue d'ensemble, moins le système d'oscillation de l'échantillon (certains organes sont démontés par souci de clarté). Les principaux détails de construction sont représentés sur les figures 6 *a* (coupe verticale par l'axe), 6 *b* (coupe horizontale médiane) et 6 *c* (vue du dessous montrant le mécanisme d'oscillation). Les principaux avantages de cet appareil sont : la mise en place rapide du film





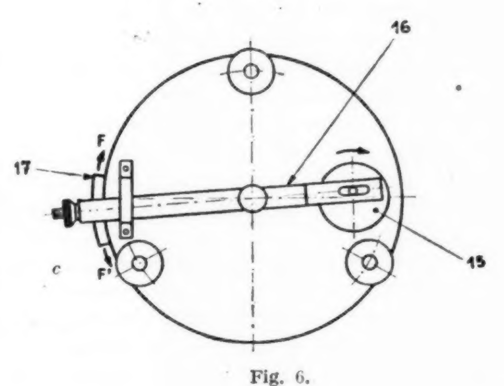


Fig. 6.

et son serrage parfait; l'oscillation rationnelle de l'échantillon; le démontage aisé des divers organes; la simplicité de la construction.

L'appareil comprend essentiellement un corps cylindrique en forme de tambour sur lequel s'adaptent le système à fente et le porte-échantillon amovibles. La paroi latérale du tambour (1) présente

des évidements (14) en face des portions utiles du film. Ce dernier a 30 mm de hauteur et s'applique en haut et en bas sur un rebord de 5 mm, ce qui laisse à découvert 20 mm utiles. On a épargné entre les évidements deux bandes de métal diamétralement opposées : dans l'une est ménagée une fenêtre (8) sur laquelle est serré, par les vis (7), le porte-échantillon (6) en matière moulée; l'autre est percée d'un orifice (19) sur le bord extérieur duquel vient s'appuyer l'extrémite plus large du tube à fente (4). Ainsi se trouve réalisée simplement la condition que la fente, l'échantillon et la pellicule soient sur un même cylindre.

On a également rendu pratique la mise en place de la pellicule. Il faut que le trou dont celle-ci est percée soit en regard de l'orifice (19), donc que le film ne glisse pas lorsqu'on ramène derrière lui la bande de clinquant (9) qui l'applique sur le tambour. Cet inconvénient est difficile à éviter si, comme dans certaines chambres, la bande est fixée à une extrémité sur le tambour. Dans l'appareil du Laboratoire, elle est complètement indépendante. Pour charger la chambre on enlève le système à fente et le porte-échantillon, puis on superpose la bande au film, les trous étant en regard de l'orifice (19) : une cheville spéciale enfoncée dans ce dernier immobilise l'ensemble, et il ne reste qu'à ramener sur le tambour les deux extrémités de l'ensemble film-clinquant et à tendre celui-ci simultanément par les deux bouts en bloquant les vis (10) contre les butées (12). On enlève la cheville et l'on a une pellicule étroitement appliquée sur les rebords de la chambre, avec son trou bien en face de la fente.

Le système collimateur comprend une portion de paroi cylindrique (2) dans laquelle coulisse le tube à fente (4) qu'on immobilise par la vis (5) dans la position correcte.

Lorsque l'échantillon est à gros cristaux et qu'on désire obtenir des raies continues (et non piquetées), on doit faire osciller l'échantillon tout en le maintenant sur le même cylindre que le film. On emploie un porte-échantillon de petites dimensions (17) monté à l'extrémité d'un levier coudé (16) et appuyé par un ressort sur son logement. L'excentrique (15) imprime au bras des oscillations suivant les flèches F, F'. On pourrait employer un échantillon plan qu'il serait plus facile de faire tourner autour d'un axe dirigé suivant un diamètre, mais la finesse des raies ne serait obtenue qu'avec un faisceau très étroit, ce qui diminuerait l'intérêt de la focalisation.

Comme autres détails intéressants, on citera l'écran fluorescent mobile (13) qui, en se relevant, vient couvrir exactement l'échantillon pour faciliter les réglages. Enfin, une tubulure (18) permet de souffler de l'air sec tangentiellement à la surface de l'échantillon quand celui-ci est déliquescent comme NaCl.

Les diagrammes de focalisation reproduits dans le présent article ont tous été obtenus avec la chambre précédente.

6. **Exemples de diagrammes. Quelques résultats.**

Pour permettre de comparer entre elles les diverses méthodes, on a reproduit, figure 7, trois diagrammes relatifs à un même échantillon et obtenus respectivement avec :

a. Une chambre Debye-Scherrer ordinaire de 76,5 mm de diamètre;
b. Un spectrographe en retour de construction C. S. F. (D = 45 mm);
c. La chambre de focalisation C. S. F. ($2r$ = 114,6 mm, soit 1 mm de circonférence pour 1°).

Ces trois clichés ont des raies de largeur comparable. Avec 35 kV et 12 mA, le temps de pose a été de 1 h 30 mn pour tous les clichés. On s'est servi de la radiation Kα du cuivre qui est en réalité un doublet

$$\lambda_{K\alpha_1} = 1,537 \text{ Å}, \qquad \lambda_{K\alpha_2} = 1,541 \text{ Å}$$

(la radiation Kβ est arrêtée par un filtre en nickel). La dispersion d'une chambre pour une raie est d'autant plus élevée, et partant la mesure plus précise, que l'écart entre les deux composantes du doublet Kα est plus grand. Pour calculer cet écart, différentions la formule de Bragg en prenant λ comme variable, on obtient

$$\delta\theta = \frac{\delta\lambda}{\lambda} \operatorname{tg}\theta. \tag{5}$$

Dans le cas actuel, on a

$$\delta\lambda = 0,004 \text{ Å}.$$

L'échantillon commun aux trois diagrammes est un mélange de deux métaux en poudre ayant des structures presque identiques : du tungstène et du molybdène, tous les deux ayant la symétrie de cubes centrés d'arêtes très voisines, respectivement égales à 3,158 Å et 3,140 Å. Le diagramme de poudre doit montrer à la fois les raies caractéristiques des deux métaux. Sur le diagramme Debye-Scherrer, figure 7 *a*, le tungstène et le molybdène ne commencent à se séparer qu'à partir de la

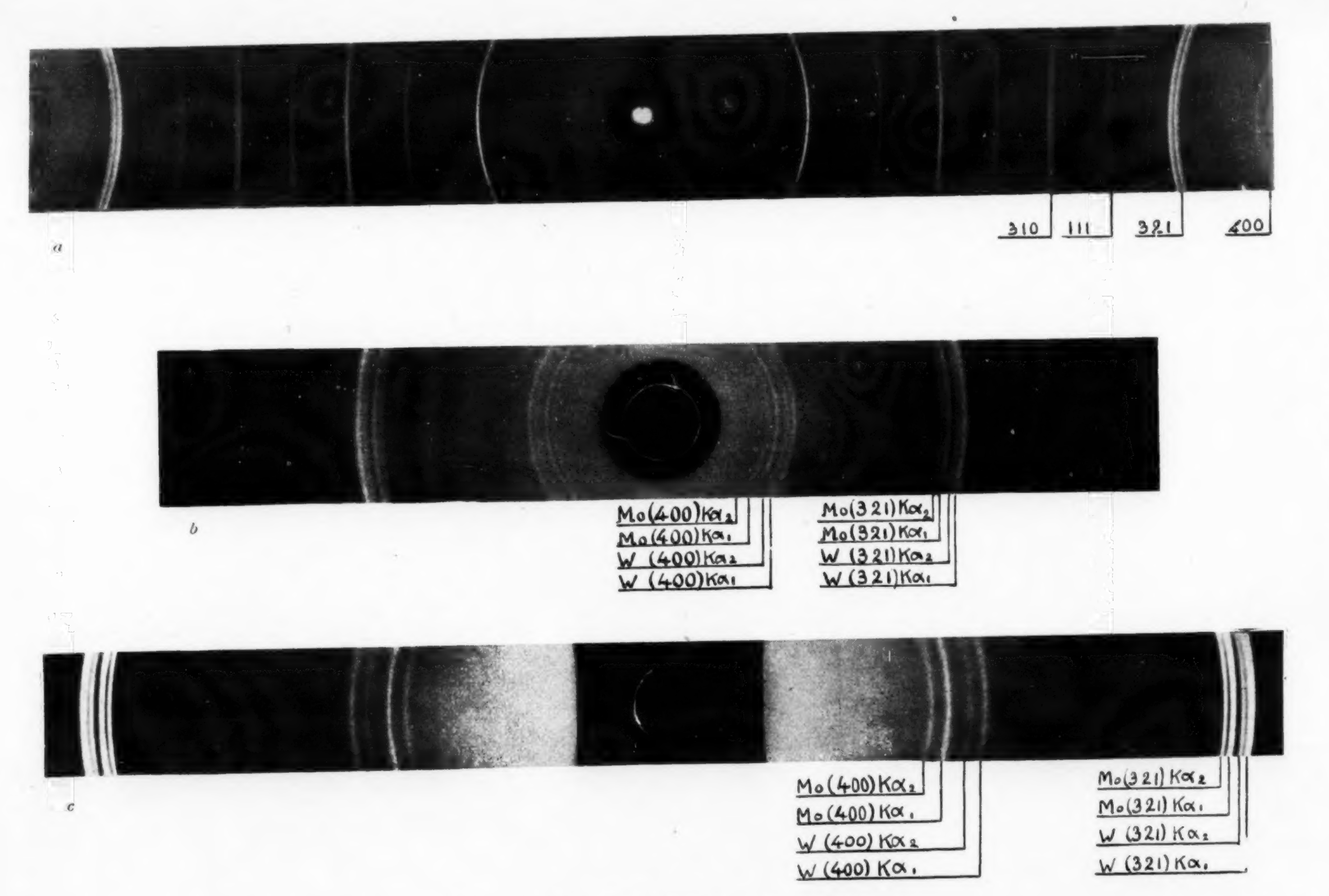


Fig. 7. — *Échantillon : mélange tungstène-molybdène.*

a, cliché pris avec la chambre Debye-Scherrer ($\Phi = 76{,}5$ mm); *b*, cliché pris avec la chambre pour rayons en retour ($D = 45$ mm); *c*, cliché pris avec la chambre de focalisation symétrique C. S. F.

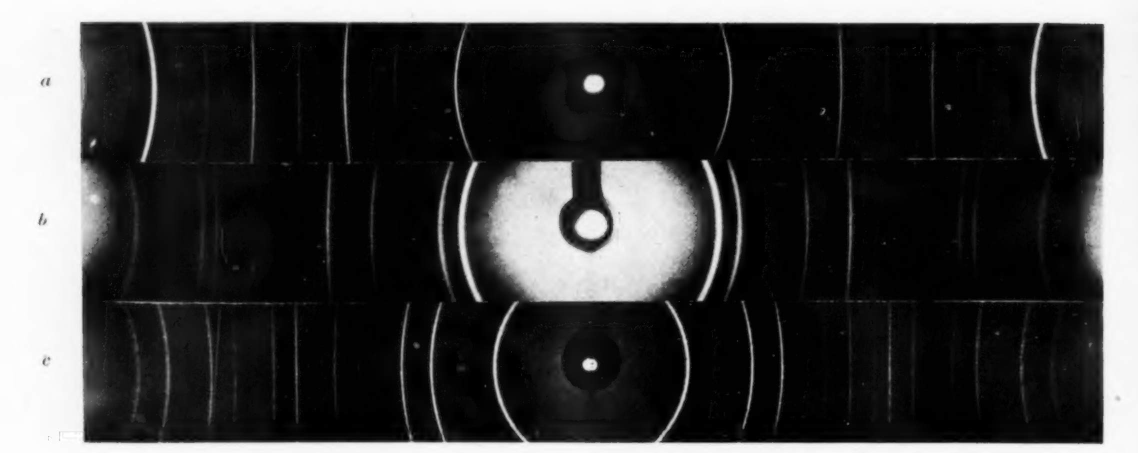


Fig. 2.

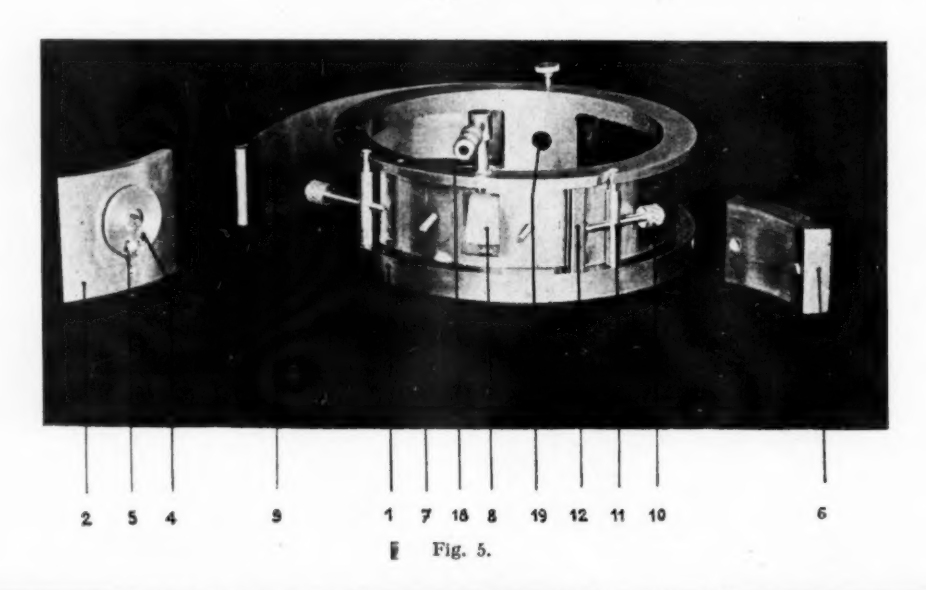


Fig. 5.



Fig. 8.



Fig. 9.

raie (310), et c'est seulement sur les deux dernières (321) et (400) que le doublet $K\alpha$ apparaît avec un faible écart. La séparation des deux métaux et le dédoublement de $K\alpha$ sont nettement plus importants sur le diagramme en retour, figure 7 *b*. Enfin, la dispersion est particulièrement élevée sur le cliché de focalisation, figure 7 *c*.

En appliquant la formule (5) à la raie (400) du molybdène sur chaque diagramme ($\theta = 78^{o}18'$), on trouve pour l'écart *ds* entre $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ les valeurs suivantes :

$ds = 0{,}96$ mm (Debye-Scherrer);

$ds = 1{,}35$ » (Retour);

$ds = 2{,}9$ » (Focalisation).

Les pointés à la réglette donnent respectivement 0,9 mm, 1,3 mm et 2,8 mm.

Pour chacun des deux métaux précédents, on a fait des mesures du paramètre sur quatre clichés et l'on a trouvé :

W : $a = 3{,}157_9 \pm 0{,}0004$ Å,

Mo : $a = 3{,}139_8 \pm 0{,}0002$ Å.

A titre d'exemples, on a reproduit deux tableaux de mesures relatifs aux diagrammes des figures 8 et 9.

TABLEAU I. — *Poudre de tungstène* (*fig.* 8).

Numéros des raies.	s (mm).	$\frac{d}{n}$ (Å).	hkl.	a (Å).
1...........	195,2	0,84410	(321) α_1	3,15828
2...........	192,6	0,84403	» α_2	3,15802
3...........	105,7	0,78960	(400) α_1	3,15840
4...........	100,8	0,78966	» α_2	3,15864
$a_m = 3{,}158_3 \pm 0{,}0003$ Å				

TABLEAU II. — *Poudre de molybdène* (*fig.* 9).

Numéros des raies.	s (mm).	$\frac{d}{n}$ (Å).	hkl.	a (Å).
1...........	189,1	0,83911	(321) α_1	3,13962
2...........	186,6	0,83918	» α_2	3,13987
3...........	93,6	0,78502	(400) α_1	3,14008
4...........	88,0	0,78502	» α_2	3,14008
$a_m = 3{,}139_9 \pm 0{,}0002$ Å				

Pour éliminer l'erreur due à l'absorption dans l'échantillon, ce dernier doit être très mince. Dans les exemples précédents, un moyen simple consiste à frotter de la poudre sur un morceau de papier qu'on secoue ensuite pour enlever tout excès de matière.

Il serait intéressant, mais superflu, d'utiliser une substance-étalon comme dans la méthode de réflexion en retour pour essayer d'améliorer la précision en éliminant certaines erreurs systématiques : celles-ci sont en effet négligeables devant la dispersion particulièrement élevée de la chambre aux très grands angles où l'on travaille. Pour la même raison, un simple pointé à la réglette graduée suffit chaque fois que les raies ne sont pas trop floues.

La chambre de focalisation symétrique qu'on a décrite est un instrument très intéressant et d'emploi particulièrement commode dans les mesures de précision de paramètres cristallins. On y aura recours, ainsi qu'à la chambre en retour, chaque fois qu'il y aura lieu de déterminer de très faibles variations de paramètres, comme dans l'étude de solutions solides, de distorsion de cristaux, de tensions internes dans les métaux, etc.

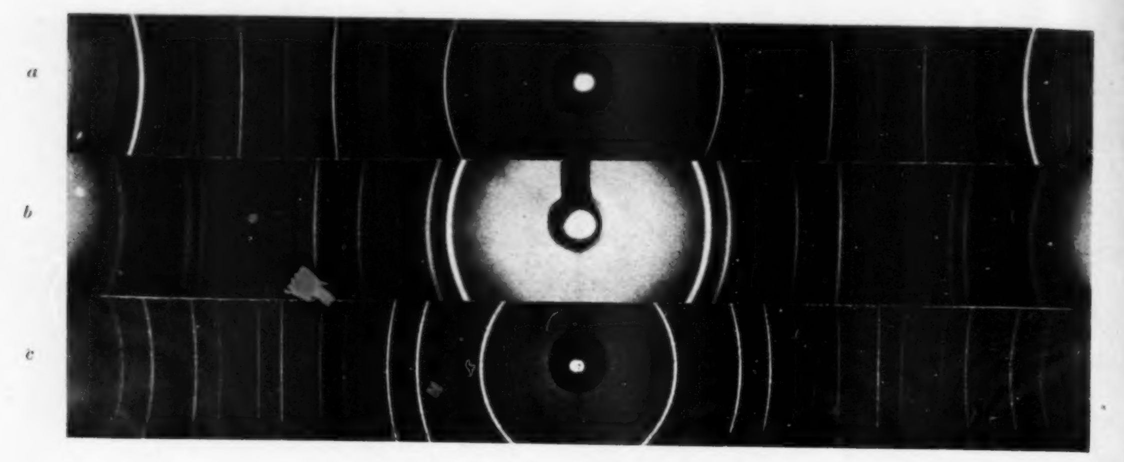


Fig. 2.

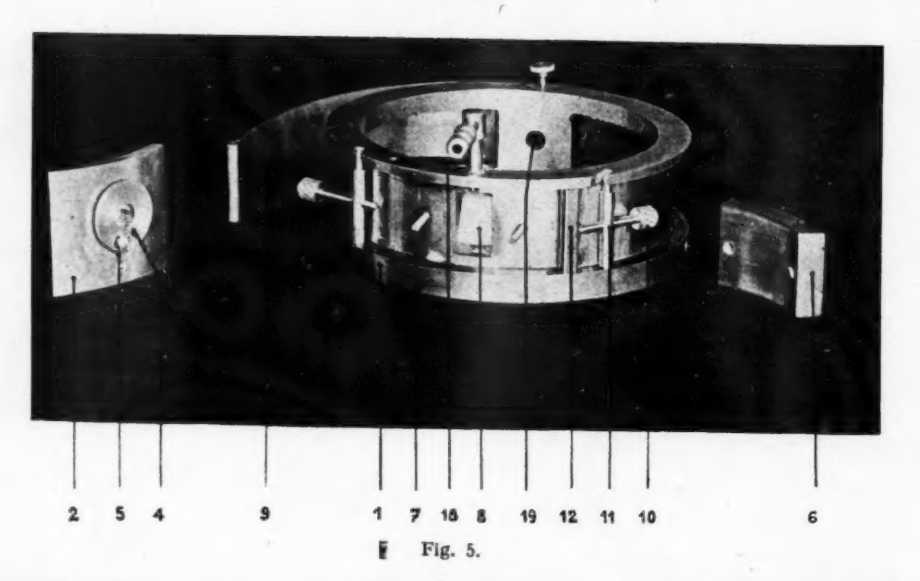


Fig. 5.



Fig. 8.



Fig. 9.

raie (310), et c'est seulement sur les deux dernières (321) et (400) que le doublet $K\alpha$ apparaît avec un faible écart. La séparation des deux métaux et le dédoublement de $K\alpha$ sont nettement plus importants sur le diagramme en retour, figure 7 *b*. Enfin, la dispersion est particulièrement élevée sur le cliché de focalisation, figure 7 *c*.

En appliquant la formule (5) à la raie (400) du molybdène sur chaque diagramme ($\theta = 78°18'$), on trouve pour l'écart *ds* entre $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ les valeurs suivantes :

$ds = 0{,}96$ mm (Debye-Scherrer);
$ds = 1{,}35$ » (Retour);
$ds = 2{,}9$ » (Focalisation).

Les pointés à la réglette donnent respectivement 0,9 mm, 1,3 mm et 2,8 mm.

Pour chacun des deux métaux précédents, on a fait des mesures du paramètre sur quatre clichés et l'on a trouvé :

W : $a = 3{,}157_9 \pm 0{,}0004$ Å,
Mo : $a = 3{,}139_8 \pm 0{,}0002$ Å.

A titre d'exemples, on a reproduit deux tableaux de mesures relatifs aux diagrammes des figures 8 et 9.

TABLEAU I. — *Poudre de tungstène* (*fig.* 8).

Numéros des raies.	*s* (mm).	$\frac{d}{n}$ (Å).	*hkl*.	*a* (Å).
1..........	195,2	0,84410	$(321)\alpha_1$	3,15828
2..........	192,6	0,84403	» α_2	3,15802
3..........	105,7	0,78960	$(400)\alpha_1$	3,15840
4..........	100,8	0,78966	» α_2	3,15864

$a_m = 3{,}1583_3 \pm 0{,}0003$ Å

TABLEAU II. — *Poudre de molybdène* (*fig.* 9).

Numéros des raies.	*s* (mm).	$\frac{d}{n}$ (Å).	*hkl*.	*a* (Å).
1..........	189,1	0,83911	$(321)\alpha_1$	3,13962
2..........	186,6	0,83918	» α_2	3,13987
3..........	93,6	0,78502	$(400)\alpha_1$	3,14008
4..........	88,0	0,78502	» α_2	3,14008

$a_m = 3{,}139_9 \pm 0{,}0002$ Å

Pour éliminer l'erreur due à l'absorption dans l'échantillon, ce dernier doit être très mince. Dans les exemples précédents, un moyen simple consiste à frotter de la poudre sur un morceau de papier qu'on secoue ensuite pour enlever tout excès de matière.

Il serait intéressant, mais superflu, d'utiliser une substance-étalon comme dans la méthode de réflexion en retour pour essayer d'améliorer la précision en éliminant certaines erreurs systématiques : celles-ci sont en effet négligeables devant la dispersion particulièrement élevée de la chambre aux très grands angles où l'on travaille. Pour la même raison, un simple pointé à la réglette graduée suffit chaque fois que les raies ne sont pas trop floues.

La chambre de focalisation symétrique qu'on a décrite est un instrument très intéressant et d'emploi particulièrement commode dans les mesures de précision de paramètres cristallins. On y aura recours, ainsi qu'à la chambre en retour, chaque fois qu'il y aura lieu de déterminer de très faibles variations de paramètres, comme dans l'étude de solutions solides, de distorsion de cristaux, de tensions internes dans les métaux, etc.

L'ÉVOLUTION DE LA TECHNIQUE DES CÉRAMIQUES DANS LES LABORATOIRES DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (C. S. F.) PROCÉDÉS C. S. F. POUR LA PRÉPARATION DES CÉRAMIQUES DE HAUTE PRÉCISION.

Par Frédéric VIOLET,

Chef du Laboratoire de Recherches Physico-Chimiques de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil,

et René LECUIR,

Ingénieur au Laboratoire de Recherches Physico-Chimiques
de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil.

Sommaire. — *Dans un article précédent, après avoir posé le problème de l'utilisation des céramiques dans l'industrie, nous avons traité des méthodes classiques de façonnage en cru puis commencé l'étude générale du retrait par le problème de l'agglomération.*

La seconde partie de l'étude générale du retrait est consacrée au traitement thermique.

On étudie d'abord les fours classiques et leurs perfectionnements pour conclure à la nécessité de solutions plus modernes; une installation type est décrite.

Le traitement thermique est alors susceptible de définition précise, on peut donc examiner ses effets généraux, les changements d'état cristallin dont il est responsable et l'influence des compositions.

Les changements d'état cristallin déterminent un premier retrait; on sait les provoquer sans passer par la phase liquide, soit par vitrification, soit par l'action de minéralisateurs.

Nous avons montré qu'on pouvait provoquer les mêmes changements d'état cristallin sur des oxydes purs et à température remarquablement modérée en utilisant le procédé d'agglomération décrit dans la première partie de l'étude générale du retrait. On peut de même stabiliser les matières premières ayant tendance à fixer l'humidité. Enfin, en favorisant en outre la finesse de la recristallisation par des additifs convenables, on obtient des produits céramiques parfaitement cristallisés, compacts, étanches et même translucides, à partir des oxydes les plus réfractaires. Nous avons préparé ainsi de la magnésie pure à 99 % sans dépasser la température de 1400°.

La composition, d'importance fondamentale en céramique classique, est presque indifférente avec nos procédés, les exigences principales ne portant plus que sur le caractère réfractaire des constituants et leur état de division.

L'étude générale du retrait est ainsi achevée; elle n'a pu être menée à bien qu'en faisant constamment appel aux méthodes physiques les plus précises; nous avons fait en particulier le plus large emploi de la diffraction des rayons X et des électrons; il reste maintenant à mettre au point une méthode de façonnage en cru qui permette de tirer parti de ses résultats.

On emploiera comme agglomérant un solide facilement fusible qu'on mélangera à froid et à sec avec la composition de base dont on assurera le mouillage par fusion de l'agglomérant; la mise en forme aura lieu enfin par compression de la masse obtenue dont chaque grain est entouré d'un film d'agglomérant.

Chaque opération de la méthode est susceptible d'une définition précise et d'un contrôle rigoureux; correctement appliquée, elle donne des résultats absolument constants.

Des exemples concrets de fabrications montées dans nos Laboratoires et utilisant nos procédés paraîtront dans un prochain numéro des Annales *et serviront de conclusion à notre étude.*

ÉTUDE GÉNÉRALE DU RETRAIT.
(*Suite.*)

II. — Traitement thermique.

Nous avons vu en étudiant l'évacuation de l'agglomérant une première cause de retrait par élévation de température, nous abordons maintenant le traitement thermique proprement dit, mais avant de se préoccuper de ses effets, il est nécessaire d'étudier les moyens de chauffage permettant de le réaliser.

La céramique classique a utilisé depuis les époques les plus reculées des fours dits à régime discontinu, dans lesquels les pièces sont enfermées à froid à poste fixe, puis chauffées et refroidies sur place, défournées enfin à froid pour céder la place à d'autres et ainsi de suite.

Pour obtenir une température maxima aussi uniforme que possible dans l'enceinte, on conduit le chauffage de façon à réaliser un équilibre approximatif entre les calories apportées par le combustible et les pertes par rayonnement vers l'extérieur; on coupe alors le chauffage et l'on ferme aussitôt tous les orifices d'échappement des gaz de combustion de façon que l'uniformité de température dans l'enceinte se conserve au mieux pendant le refroidissement, ce qui est d'autant plus facilement réalisé que le volant thermique du four est plus grand.

Pour obtenir la même température maxima au cours d'opérations successives, on s'efforce simplement de conduire les chauffes de façon aussi identique que possible.

Enfin pour régler l'atmosphère de l'enceinte on agit sur le tirage de la combustion.

La précision de tous ces procédés, faible à vrai dire, suffisait cependant aux besoins classiques, chaque artisan disposant d'un four qu'il connaissait bien pour cuire sa production (même dans les grandes manufactures).

En effet, pour la première cuisson des pièces destinées à recevoir une « couverte », la température maxima n'est pas très critique; dans ce cas, on ne recherche pas l'étanchéité; on peut donc rester suffisamment en deçà de la température de fusion du plus fusible des constituants pour avoir une bonne marge de sécurité.

Dans le cas de pièces devant être étanches du premier coup, par « vitrification », l'artisan réglait sa composition de façon à avoir un long « palier de cuisson ». On sait que dans cette technique on pousse la chauffe jusqu'à ce qu'un des constituants commençant à fondre enrobe les grains des autres, on peut donc jouer sur la composition de façon que cette fusion s'étale sur un intervalle de température aussi long que possible tout en restant le plus loin possible au-dessous des points de fusion des autres constituants; la notion même de « vitrification » sera d'ailleurs reprise et précisée dans les chapitres suivants.

Dans le cas de la cuisson d'une « couverte », c'est le palier de cuisson de celle-ci qui importait, défini alors par l'intervalle de température dans lequel elle présentait la viscosité adéquate.

En ce qui concerne maintenant l'uniformité de température dans l'enceinte, elle était pratiquement toujours suffisante tant que les pièces restaient petites, mais dans le cas de dimensions plus importantes (et les grosses pièces n'étaient pas rares), les différences de température pouvaient devenir suffisantes pour déterminer des différences de retrait entre les divers points de l'objet à cuire, ce qui se traduisait par des déformations. Toutefois, plus le retrait général était faible, moins le défaut était accentué; c'est donc en améliorant son four, mais aussi en agissant sur le retrait de sa pâte que le céramiste pouvait échapper à la difficulté.

On a vu que pour améliorer le four à cet égard, il fallait agir sur son volant thermique, c'est-à-dire le calorifuger de plus en plus (et régler judicieusement les dimensions de son enceinte vis-à-vis de sa puissance); pour agir sur le retrait on utilisait une pâte constituée en partie de poudre de pièces de même composition ayant déjà subi la cuisson et en partie de pâte fraîche. La pâte ayant déjà subi la cuisson et qu'on appelle « chamotte » a déjà pris son retrait; il est donc clair que plus il y en aura dans le mélange, plus le retrait final sera faible; on n'était limité dans l'addition de chamotte que par la nécessité de conserver une plasticité suffisante. Le problème de la pré-cuisson des matériaux sera lui aussi traité en détail dans les chapitres suivants.

Enfin, le réglage du tirage pendant la chauffe permettait d'obtenir une atmosphère réductrice pendant le temps nécessaire à la transformation en oxyde ferreux peu coloré des traces d'oxyde ferrique que contenaient toujours les matières premières naturelles.

En résumé, on voit donc que la céramique classique disposait de moyens de traitement thermique assez rudimentaires, mais dont elle pouvait se contenter ayant su plier ses techniques à leur insuffisance.

La céramique industrielle, au contraire, principalement caractérisée par son ambition de précision, ne pouvait s'en accommoder, et en fait de notables progrès ont été réalisés depuis le four classique rapidement décrit ci-dessus.

L'emploi de montres fusibles étalonnées, placées dans une partie visible de l'enceinte du four et qui s'effondrent à température fixe pour un régime de chauffe donné, ont d'abord permis un repérage de la température maxima atteinte; bientôt les pyromètres optiques ont permis ce repérage pendant la plus grande partie de la cuisson, tandis que l'utilisation du gaz d'éclairage ou du mazout comme combustibles offrait de nouvelles facilités de réglage. Mais le progrès le plus important a été la mise en œuvre de fours à régime continu ou « fours-tunnels » dans lesquels l'enceinte très allongée et ouverte aux deux bouts est chauffée en permanence suivant une loi définie (la partie la plus chaude voisine du centre, la température diminuant graduellement vers chaque extrémité); les pièces à traiter portées par des wagonnets spéciaux parcourent alors d'un bout à l'autre l'enceinte du four qui reste allumé en permanence. Lorsque le réglage est bien fait la constance du traitement imposé aux pièces qui défilent dans l'enceinte est tout à fait satisfaisante.

Le four tunnel présente pourtant les défauts suivants : pour qu'il fonctionne bien, il importe d'éviter de toucher à la loi de répartition des températures le long de son enceinte, tout effort pour modifier cette loi se traduisant par une longue période d'instabilité pendant laquelle toute cuisson est impossible. D'autre part, cet appareil à régime continu et, par conséquent, déjà à grand débit, se prête mal à la réalisation de modèles réduits.

On peut donc conclure qu'un tel four sera très indiqué pour la production en grande série suivant un traitement thermique parfaitement déterminé, toujours le même; mais son grand débit et son absence de souplesse le feront proscrire pour la moyenne et petite série, surtout lorsqu'on aura à faire face à des productions variées; *a fortiori* son utilisation dans les travaux de recherche ne peut être sérieusement envisagée.

Un four destiné à l'étude des céramiques industrielles de précision devra donc être discontinu, il faudra que l'uniformité de température dans son enceinte soit excellente, qu'il puisse atteindre telle température que l'on veut jusqu'à 1430° au moins et s'y maintenir avec précision pendant le temps qu'on veut, la vitesse de montée à la température maxima et la vitesse de descente après le palier étant elles-mêmes séparément réglables; autant que possible le fonctionnement devra être entièrement automatique, c'est-à-dire que la loi : vitesse de montée, température et durée du palier, vitesse de descente, devra pouvoir être imposée d'avance et suivie sans intervention d'aucun opérateur.

La réalisation de fours de petites dimensions donnant dans leur enceinte une température constante n'a pu être réalisée dans le domaine du laboratoire qu'au moyen de fours électriques chauffés par un enroulement résistant, dont la température ne peut guère dépasser 1000°. Les progrès réalisés dans le domaine du chauffage électrique par le four à arc et le four à induction n'ont pas encore conduit à une solution satisfaisante pour le céramiste, l'échauffement des matériaux traités devant toujours être lent et progressif.

L'utilisation d'éléments chauffants de carborundum permettait bien d'étendre le champ d'application des fours à résistance vers les plus hautes températures, mais on ne pouvait alors obtenir qu'une uniformité de température tout à fait insuffisante dans l'enceinte et les connexions des baguettes à la ligne extérieure avaient une durée extrêmement réduite dès qu'on dépassait 1350° dans les fours.

Il nous fallait donc créer notre outillage de toutes pièces et toutes les difficultés ont été surmontées de la façon suivante :

Nous avons choisi pour éléments chauffants des baguettes de carborundum. L'uniformité de température est assurée par leur disposition sur une surface cylindrique, chaque baguette étant suffisamment proche de sa voisine; on ne constate pas alors d'usure exagérée des baguettes et à 1400°, les différences de température entre les divers points de l'enceinte utile ne dépassent pas 5°. Cette précision ne varie guère avec la température tant que celle-ci ne devient pas trop faible. La jonction des baguettes à la ligne d'amenée de courant est réalisée en interposant entre le collier de connexion ordinaire en alliage inoxydable et la partie métallisée de la baguette une feuille souple et élastique d'un métal noble (l'argent suffit). Une telle connexion ne nécessite aucun refroidissement et dure autant que la baguette, elle est même souvent récupérable après l'usure de celle-ci.

Nous utilisons ces fours couramment jusqu'à 1430°, exceptionnellement jusqu'à 1450°; leur capacité utile s'échelonne entre 2,5 et 25 dm^3; moyennant certaines précautions, nous comptons atteindre 50 dm^3 et plus.

Il serait facile de prévoir une circulation de gaz pour régler à volonté le caractère oxydant ou

réducteur de l'atmosphère tout le long de la cuisson; sans précaution spéciale on a la cuisson oxydante de bout en bout qui convient à nos essais.

Les baguettes chauffantes convenables ne se trouvant pas initialement en France, nous nous sommes adressés à la *Société des Electrodes de la Savoie* qui a mis au point en liaison avec nos laboratoires et nous livre couramment maintenant d'excellentes baguettes parfaitement adaptées à nos besoins.

En ce qui concerne l'équipement pyrométrique régulateur et enregistreur, c'est à la *Société Meci* que nous nous sommes adressés pour étudier de la même façon l'appareillage spécial qui nous était nécessaire, les modèles de série étant insuffisants pour satisfaire les exigences de précision inusitées auxquelles nous ne pouvions renoncer. L'étude et la mise au point de l'installation ont été longues et laborieuses, mais nous avons maintenant pleine satisfaction.

C'est par l'intermédiaire de couples thermo-électriques platine-platine rhodié spécialement affinés qu'on mesure les températures et qu'on impose les programmes; le principe du conducteur est le suivant : considérons un pyromètre régulateur ordinaire, c'est-à-dire un pyromètre dont le cadran porte un index mobile à volonté, relié à un système de relais; dès que l'aiguille du pyromètre dépasse la graduation sur laquelle se trouve l'index, le courant est automatiquement coupé dans le four pour être rétabli dès que l'aiguille franchit l'index en sens contraire; si donc le pyromètre est directement branché sur un couple à l'intérieur du four, celui-ci restera à une température très voisine de celle marquée par l'index.

Si l'on branche maintenant en série avec le couple un générateur émettant une force électromotrice constante, l'aiguille du pyromètre va se déplacer d'autant vers les hautes températures et ne reviendra en face de l'index que lorsque la force électromotrice du couple aura diminué de la quantité ajoutée par le générateur; la régulation se fera donc pour une température plus basse; si l'on remplace alors le générateur par un autre plus faible, la régulation se fera pour une température plus haute, mais toujours inférieure à celle marquée par l'index.

Il est facile de voir que si le générateur produit une force électromotrice additionnelle non plus constante mais variable, la température de réglage du four sera non plus simplement décalée, mais progressivement réglable.

On utilise pratiquement un générateur susceptible d'émettre une force électromotrice de valeur initiale réglable et décroissant jusqu'à zéro avec le temps à une vitesse réglable, restant nulle pendant un temps réglable, puis croissant de nouveau avec le temps à une vitesse réglable.

Le groupe régulateur de température-générateur de force électromotrice constitue ce qu'on appelle l'ensemble conducteur; un pyromètre enregistreur séparé constitue l'ensemble enregistreur. Chaque ensemble est commandé par deux couples en série pour augmenter la précision et tous les pyromètres sont du modèle potentiométrique à étalonnage automatique sur élément Weston; les deux paires de couples sont placées en des points différents du four, les ensembles conducteur et enregistreur sont donc rigoureusement indépendants, ce qui permet de contrôler à chaque instant si le cycle imposé est fidèlement suivi.

L'installation permet la réalisation de cycles thermiques composés d'une montée à la vitesse qu'on veut jusqu'à 200°/h, suivie d'un palier puis d'une descente à la vitesse qu'on veut jusqu'à 200°/h. En principe, on pourrait aller jusqu'à 1500°, mais pratiquement on doit se limiter à des paliers aussi longs qu'on veut jusqu'à 1430°, un palier bref à 1450° pouvant être admis seulement de temps en temps, faute de quoi les couples s'useraient rapidement.

La précision avec laquelle est défini le palier est meilleure que $\pm$ 3°,5 à 1400° et ne varie guère avec la température tant que celle-ci dépasse un millier de degrés. Les branches ascendante et descendante du cycle sont définies avec une précision à peine inférieure.

L'installation que nous venons de décrire nous a permis d'entreprendre dans de bonnes conditions l'étude des céramiques industrielles; il n'est pas inutile de préciser qu'elle était strictement indispensable et que ç'eût été se vouer à un échec certain que prétendre rechercher des pâtes susceptibles de précision géométrique et physique à l'aide d'un matériel lui-même dénué de précision.

Nous pouvons donc maintenant aborder l'étude générale des effets du traitement thermique en céramique, puisque nous sommes en mesure de le définir à notre guise.

Une fois l'agglomérant évacué, la continuation de la chauffe va d'abord provoquer le départ de l'eau d'interposition, de cristallisation ou de constitution de certains composants; ensuite des réactions chimiques pourront se produire avec, dans certains cas, émission de produits de décomposition volatils enfin, si l'on pousse suffisamment, on arrivera à

un début de fusion de certains constituants. Des variations d'état cristallin s'échelonnent naturellement aussi le long du traitement.

L'évacuation de tous les produits volatils prenant naissance après la disparition de l'agglomérant se fera d'autant mieux que la température sera plus basse; en effet, l'agglomérant parti, les grains de composition doivent être au contact et l'on verra que les intervalles entre eux vont se combler progressivement laissant de moins en moins de chemins disponibles pour une diffusion vers l'extérieur.

On devra donc éviter de mettre en présence des corps susceptibles de réagir à haute température avec formation d'un produit volatil; si un tel produit prend naissance à température modérée son évacuation est possible conformément aux lois déjà vues lors de l'étude de l'agglomérant; en particulier on devra toujours réaliser un échauffement progressif et lent.

La non-observation des précautions ci-dessus entraîne l'apparition de boursouflures ou de fentes (le dégagement gazeux a été tumultueux) ou se traduit simplement par une insuffisance de retrait (le dégagement gazeux a seulement rompu les contacts moléculaires entre grains).

Les phénomènes qui prennent place au voisinage de la fusion dépendant très étroitement de la *composition* des pâtes, ils seront traités à part en leur temps, de même les phénomènes liés aux *changements d'état cristallin* sont assez importants pour faire l'objet d'un chapitre spécial que nous ouvrons maintenant.

Changements d'état cristallin.

C'est en tant que facteur important du retrait que nous allons étudier tout d'abord les variations d'état cristallin.

Dans les céramiques, on cherchera toujours les espèces cristallines stables à haute température sur lesquelles on est immédiatement renseigné par les diagrammes de changement d'état des mélanges d'oxydes entrant dans la composition. On sait que ces diagrammes sont obtenus en passant par la phase liquide; ils permettent de préciser une première notion de retrait.

On peut prendre pour exemple les études de Birch et Harvey qui se sont occupés des mélanges de silice et de magnésie partant de compositions moléculaires initiales correspondant respectivement à la stéatite (4 SiO^2, 3 MgO), à la serpentine (2 SiO_2, 3 MgO) et à la forstérite (SiO^2, 2 MgO). Le liquide obtenu à partir de la composition stéatite commence à déposer de la cristobalite vers 1650° puis à 1550° environ de la clinoenstatite; finalement on a un mélange des deux cristaux à la température ambiante mais avec un volume de 10 % inférieur au volume initial du mélange. Le liquide obtenu à partir de la composition serpentine commence à déposer de la forstérite vers 1750°, puis à 1550° environ de la clinoenstatite; à la température ambiante, le mélange de ces deux cristaux a un volume de 21 % inférieur au volume du mélange initial. Par contre, le liquide obtenu à partir de la composition forstérite passe brusquement et en masse à l'état solide à la température de 1910°, le solide étant de nouveau de la forstérite qui, à la température ambiante, se retrouve avec le même volume que la masse de départ.

Dans la pratique courante, il ne peut être question de pousser les matières premières jusqu'à la fusion et l'on recherche pourtant une cristallisation aussi parfaite que possible; on y parvient par deux techniques employables séparément ou simultanément : la *vitrification* et les *minéralisateurs.*

Pour obtenir la *vitrification*, on doit additionner les matières premières d'une petite quantité de « fondant » qui, comme son nom l'indique, fond avant les autres grains et les enrobe. (Dans certains cas, l'un des constituants peut être assez fusible pour jouer lui-même ce rôle.) La chauffe est alors arrêtée et quand le refroidissement s'amorce les grains entourés d'une pellicule liquide donnent le plus souvent des produits de combinaison superficiels qui cristallisent en refroidissant, cristallisation qui entraîne celle de tout le reste. Il est à noter que, si le fondant ne cristallise pas au refroidissement, on obtient à la température ordinaire, non un corps cristallisé, mais des grains enrobés dans un verre.

Les *minéralisateurs* sont des impuretés existant dans les compositions en quantités encore beaucoup plus faibles; ils agissent toujours d'une façon rappelant de très près celle des catalyseurs en chimie. Passons en revue l'action des principaux :

a. L'acide borique fond, enveloppe les grains à la manière d'un fondant, forme encore des borates superficiels qui cristallisent pour se redissocier aussitôt d'ailleurs (ils sont très instables, surtout à haute température), mais l'amorce de cristallisation a gagné entre temps toute la masse.

b. Le fluor (introduit sous forme de dérivés fluorés) agit sur les parties superficielles des grains en chassant l'oxygène (un oxhydrile remplacé par un fluor); le dérivé fluoré ainsi formé cristallise et amorce la cristallisation de la masse totale.

c. Le fer (ou le *chrome*) agissent d'une façon très différente; la facilité qu'a un liquide à former des cristaux dépend de son degré de sursaturation, le fer et le chrome attaquent les autres constituants et les dissolvent jusqu'à sursaturation favorisant ainsi l'apparition des cristaux.

Dans tous les cas, la formule moléculaire du mélange ne détermine que les espèces cristallines finales; les retraits, au contraire, dépendent en plus des espèces cristallines présentes dans le mélange cru. Un exemple frappant est celui des mélanges initiaux riches en silice et à base de quartz : cette espèce cristalline en effet se transforme en cristobalite avec augmentation de volume; on conçoit donc facilement qu'une certaine quantité de quartz ajoutée par exemple à une composition à base de stéatite conduise à un mélange final clinoenstatite et cristobalite enrichi en cristobalite de tout le quartz ajouté qui se transforme, mais dont le retrait pourra être diminué (même annulé ou inversé) par la transformation en cristobalite de l'excès de silice qui se trouvait dans la composition sous forme de quartz.

Pour toute cette étude, nous avons beaucoup utilisé et nous utiliserons encore plus dans la suite l'analyse cristalline par les rayons X; cette méthode permet, en effet, de toujours savoir à quelle espèce cristalline on a affaire par prélèvement d'une très faible quantité de matière au point du traitement que l'on veut étudier, et donne en outre de précieux renseignements sur la qualité de la cristallisation. On voit par exemple sur la figure 1 le diagramme Debye-Scherrer caractéristique de la stéatite, sur la figure 2, c'est le même échantillon ayant subi la « vitrification » par addition d'une faible quantité de quartz et chauffage à 1380° (montée 75°/h, palier 1 h, descente 75°/h).

On voit que les espèces stables à chaud sont parfaitement développées, toutes les raies présentes appartenant à la clinoenstatite et à la cristobalite, et que la cristallisation est parfaite; la figure 3 correspond à une chauffe en pointe sans palier, la transformation est bien faite, mais la recristallisation est loin d'être aussi bonne.

Nous allons étudier maintenant le cas de poudres agglomérées suivant le procédé décrit dans la première partie de cette étude, les poudres traitées étant constituées par des oxydes *purs*. Rappelons que ce procédé consiste à agglomérer une poudre quelconque au moyen d'un solide facilement fusible, dispersé à l'état solide et adsorbé à l'état liquide de façon à déplacer tous les gaz adsorbés primitivement par ladite poudre.

On constate que, malgré l'absence de fondants et de minéralisateurs, on obtient une excellente recristallisation à des températures fort éloignées du point de fusion du plus fusible des constituants. Nous donnerons pour premier exemple un mélange d'oxyde de titane et de magnésie cuit dans les conditions suivantes : montée à 75°/h de la température ambiante à 1430°, palier de 8 h à cette température et descente à 75°/h jusqu'à l'ambiante, il donne le diagramme de la figure 5, caractéristique du titanate de magnésie que nous présentons encadré des diagrammes 4 et 4 *bis* des constituants. La masse obtenue est en outre dense, compacte et dénuée de toute porosité.

La magnésie et l'oxyde de titane utilisés ont été analysés chimiquement, ils n'ont présenté aucune trace dosable d'impureté et leurs spectres (*fig.* 6 et 7) ne révèlent la présence d'éléments étrangers que par des raies très faibles et rares, il ne peut donc être question de fondants ni de minéralisateurs, enfin la température maxima atteinte a été de 1430° et les deux oxydes purs fondent respectivement vers 2500 et 1600°.

Les explications classiques sont ici en défaut, c'est par conséquent dans les différences entre les méthodes classiques et celle adoptée qu'on devra trouver la clé du problème. La particularité essentielle de notre procédé est la réalisation d'un contact moléculaire entre tous les grains de la composition, et c'est au niveau de ces multiples surfaces de contact que vont s'amorcer les recristallisations. Considérons par exemple, un grain de magnésie touchant un grain d'oxyde de titane, des échanges d'ions vont pouvoir prendre naissance au point de contact entre les deux grains, constituant l'amorce d'une réaction chimique et ces échanges deviendront de plus en plus faciles à mesure que la mobilité croîtra avec la température, mais il est aisé de voir que si les points de contact sont multipliés, les échanges ioniques pour une température donnée le sont aussi, on aura donc une recristallisation en titanate de magnésie aussi avancée pour une température plus basse si l'on a pu multiplier les points de contacts.

D'autre part, la surface à travers laquelle se font les échanges ioniques a tendance à s'étendre en gagnant de proche en proche et plus il y a de telles surfaces sur un grain, plus tôt elles se seront toutes rejointes.

On voit donc pourquoi notre procédé permet d'obtenir à la fois un composé défini et une masse compacte et étanche à des températures anormalement basses.

Il n'est d'ailleurs nullement indispensable que la composition de base contienne en proportions convenables deux corps susceptibles de réagir chimiquement pour donner un composé défini, et nous avons obtenu en fait à partir d'oxyde de titane pur une recristallisation parfaite, en masse compacte et étanche, de rutile. Les modifications cristallines ont été suivies pour ainsi dire pas à pas en fonction de la température, tout le long du traitement thermique qui était ici : montée à 75°/h jusqu'à 1400°, palier de 8 h à cette température, puis descente à 75°/h. L'oxyde cru était cristallisé sous la forme anatase. A partir de 1000°, la transformation en rutile est complète, le reste du traitement étant consacré à parachever la recristallisation par extension des surfaces de contact comme on l'a vu ci-dessus. La figure 8 montre les étapes de la transformation; si l'on arrêtait la cuisson à 1000°, on aurait bien du rutile pur, mais sous forme d'une masse poreuse et presque friable.

L'obtention de l'espèce cristalline (titanate de magnésie dans le premier exemple, rutile dans le second) marque donc seulement une étape importante du traitement; il faut ensuite suivre encore les progrès de la compacité jusqu'à l'étanchéité caractéristique du produit céramique satisfaisant. L'analyse cristalline par les rayons X reste là encore un auxiliaire de choix en tant qu'elle permet de suivre les progrès de la recristallisation, mais ses résultats demandent à être précisés par un repérage direct de la porosité; nous avons toujours employé avec succès la méthode suivante :

On prélève un morceau de la masse céramique dans la région que l'on veut étudier et on l'introduit dans une « bombe » qui contient une solution concentrée de fuschine, on laisse le tout sous une pression de 200 atm dans la bombe. A la fin de l'expérience on retire la pièce et on la casse; la moindre porosité apparaît alors en rouge sur la cassure. Une manière d'opérer simplifiée consiste à déposer une gouttelette d'encre sur le point à étudier; si l'étanchéité n'est pas parfaite, il y a une absorption très visible du liquide coloré, qui sans cela conserve sa forme sphérique, sèche sur place, toute coloration disparaissant par essuyage avec un chiffon légèrement humide.

Mais obtenir à partir d'oxydes pulvérulents purs une masse parfaitement cristallisée compacte et étanche à une température extrêmement basse ne suffisait pas pour une fabrication industrielle, il fallait encore que les retraits fussent constants et malheureusement, en dépit de la précision du réglage de nos fours, nous constations souvent des différences surprenantes d'une expérience à l'autre, les plus grandes divergences, et de loin, étant observées sur les pâtes contenant de la magnésie.

La précision des fours, la qualité de nos mélanges et en bref la constance de toutes les opérations ayant été maintes fois vérifiées, nous soupçonnâmes que le défaut avait son origine dans les matières premières.

Nous partions presque toujours en effet d'oxydes purs en poudre et ceux-ci sont en général susceptibles de fixer une petite quantité de vapeur d'eau, quantité variable avec l'humidité atmosphérique, ce qui pouvait expliquer les inégalités observées. Il fut facile d'en faire la preuve en utilisant des matières premières soigneusement desséchées puis conservées à l'abri de l'air jusqu'à leur emploi; les inégalités de retrait disparurent, mais il n'en restait pas moins que cette manière de procéder était peu pratique et ne pouvait être couramment appliquée dans la fabrication de céramiques industrielles, but de nos recherches.

La seule solution pratique consiste à empêcher l'action de l'humidité sur les matières premières; or, il est bien connu que l'aptitude d'un oxyde à fixer de la vapeur d'eau dépend de son « histoire thermique », et en général plus il a été calciné à haute température, plus il a de chances d'être parfaitement inerte; la magnésie a été beaucoup étudiée à cet égard et comme il semble qu'elle conditionne de façon particulièrement frappante le défaut incriminé il était naturel de porter sur elle nos premiers efforts :

La magnésie que l'on trouve dans le commerce et qui peut servir industriellement de matière première pour les céramiques est un oxyde plus ou moins calciné et plus ou moins pur dont la stabilité dépend de ces deux variables.

D'une part, donc, on a cherché à stabiliser en calcinant de plus en plus. Ditte a montré que les magnésies étaient d'autant plus denses qu'elles étaient plus calcinées (ce qui justifie la distinction commerciale entre les magnésies « légères » et « lourdes ») et Campbell a précisé qu'une magnésie s'hydrate d'autant moins facilement qu'elle a été calcinée à température plus élevée; mais les courbes qu'il donne accusent encore une hydratation très nette après calcination à 1500°.

D'autre part, on a cherché à obtenir le même résultat en développant la forme cristalline stable à chaud (périclase) par addition d'impuretés minéralisatrices; Kondo et Yoshida ont étudié successivement l'action

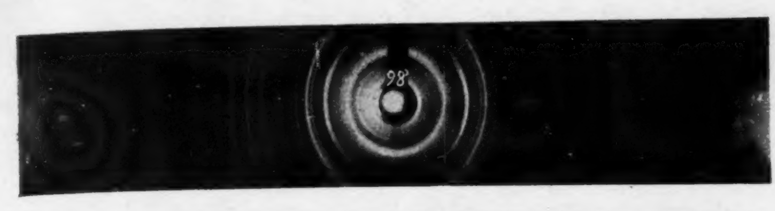


Fig. 1

Stéatite crue

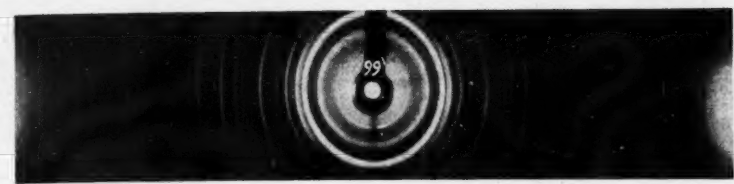


Fig. 2

Stéatite crue
bien vitrifiée

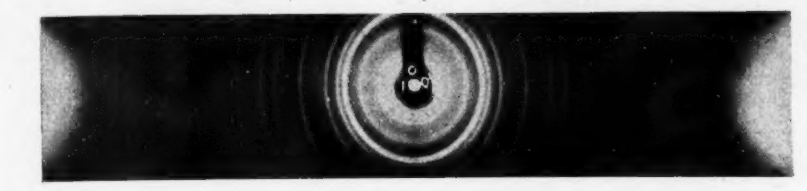


Fig 3

Steatite cuite
trop rapidement

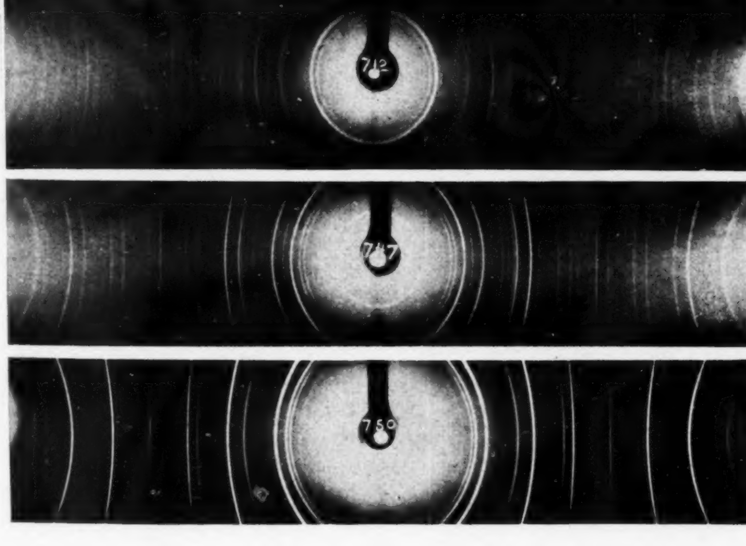


Fig 4

Oxyde de Titane cru
(Anatase)

Fig. 5

Titanate de Magnésie
TiO^2 2 MgO

Fig 4 bis

Magnesie crue

(Périclase + Magnésie hydratée)

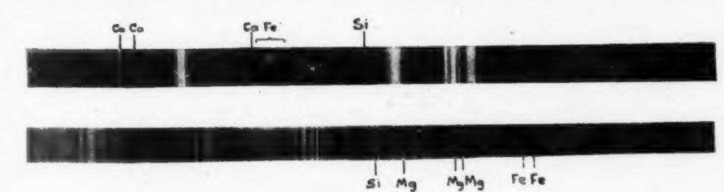


Fig. 6
Spectre de la Magnésie utilisée

Fig. 7
Spectre de l'Oxyde de Titane utilisé



Fig. 8 a – 500°
Anatose pur (même diagramme qu'à la température ordinaire)



Fig 8 b – 700°
Anatase mieux cristallisé

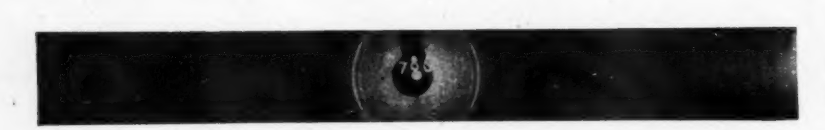


Fig 8 c – 800°
Anatase encore mieux cristallisé



Fig. 8 d – 900°
Anatase – Les raies principales du rutile apparaissent

Rutile



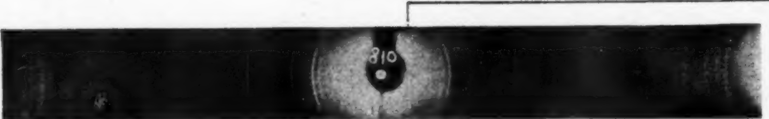


Fig 8 e – 950°
Rutile – Les raies principales de l'anatase subsistent



Fig. 8 f – 1000°
Rutile pur
(même diagramme jusqu'à 1400°)

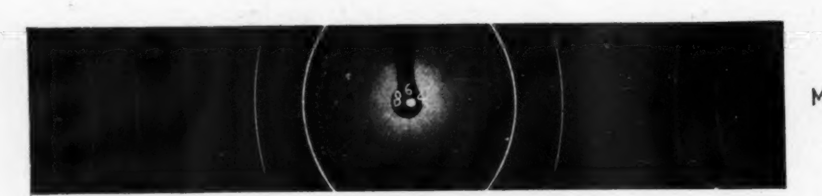


Fig. 9

Magnésie stabilisée (Périclase)

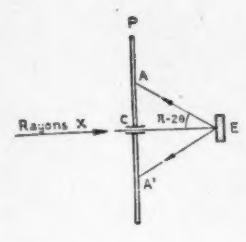


Fig. 10
Schema du dispositif de réflexion en retour des Rayons X

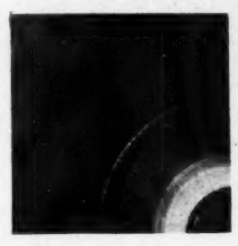


Fig. 11
Magnésie + 2% Silice

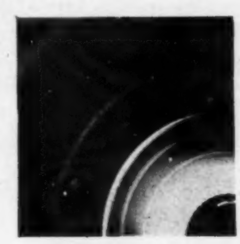


Fig. 12
Magnésie + 2% Alumine



Fig. 13
Magnésie + 2% Oxyde de Zinc



Fig. 14
Magnesie + 2% Béryllium



Fig. 15
Magnesie
+ 2% Anhydride phosphorique

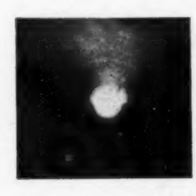


Fig. 16
Magnesie
+ 2% Oxyde de Titane

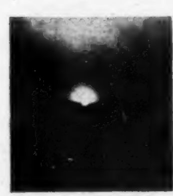


Fig. 17
Magnesie + 0,5% Béryllium
+ 0,5% Oxyde de Zinc

Diagrammes de diffraction electronique par reflexion de magnésie pure et traitée à 1400°



Echantillon étudié dans les 8 jours
Périclase



Echantillon étudié après 8 jours
Brucite

de la silice, de l'alumine, des composés ferreux et ferriques, de ceux du chrome et du manganèse; ils donnent pour solution satisfaisante l'addition de ferrite de magnésium, tandis que Hirsh préconise l'oxyde de fer.

Comme il s'agit en somme de développer une forme cristalline définie, en l'espèce le périclase, nous avons eu recours une fois encore à notre procédé et en partant d'une magnésie pure qui fixait très rapidement l'humidité de l'air, nous sommes arrivés à une masse encore légèrement poreuse et facile à concasser, mais dont le diagramme représenté sur la figure 9 est celui du périclase; la poudre obtenue peut rester exposée huit jours à l'air humide sans accuser la moindre augmentation de poids. Le cycle de traitement thermique se composait ici d'une montée à 120°/h jusqu'à 1400° suivie d'un palier de 6 h à 1400°, à la suite duquel la descente peut avoir lieu aussi vite qu'on veut (pratiquement, on coupe le courant dans le four et on le laisse refroidir librement).

Il ne restait plus qu'à étendre la méthode aux autres matières premières; comme on pouvait le prévoir, aucune difficulté particulière n'a été rencontrée et tous les oxydes usuels manifestant une sensibilité quelconque à l'humidité ont été stabilisés sans difficulté.

Si l'on compare maintenant le résultat que nous venons d'obtenir en traitant de la magnésie pure à celui obtenu auparavant en traitant de l'oxyde de titane, on voit que nous avons atteint en somme la première étape (espèce cristalline définie) d'un traitement céramique complet; il était donc bien naturel d'essayer d'aller jusqu'au bout et en fait nous avons commencé par diminuer à 75°/h les vitesses de montée en température tout en augmentant durée et température des paliers jusqu'aux limites des possibilités de nos fours, mais sans obtenir compacité et étanchéité complètes.

Nous sommes là dans une situation qui rappelle celles auxquelles les méthodes ordinaires conduisent dans le cas de l'oxyde de titane par exemple; nous avons vu que notre succès était alors dû à la multiplicité des contacts entre grains, c'est par conséquent vers une augmentation de ces contacts que nous devons encore nous tourner; nous avons donc essayé d'augmenter la finesse des grains et un rebroyage avant cuisson de la magnésie n'ayant pas donné de résultats satisfaisants, il nous restait à créer un obstacle physique au grossissement des cristaux avec la température de façon à conserver jusqu'au palier une grande fragmentation cristalline d'où des points de contact très nombreux.

Une méthode de repérage de la finesse de la cristallisation était alors nécessaire pour guider nos recherches et la méthode classique de Debye-Scherrer devenant insuffisante, on l'a remplacée par celle de réflexion en retour des rayons X.

Le faisceau incident traverse l'émulsion sensible par un petit trou et revient impressionner celle-ci après avoir frappé l'échantillon qui se trouve en arrière (*fig.* 10); les figures de diffraction sont alors des cercles concentriques, les plus près du centre correspondant à ce qui serait les raies « lointaines » dans le cas d'un diagramme Debye-Scherrer; or, ces raies sont les plus sensibles à la « grosseur de grain » de l'échantillon, c'est-à-dire ici des éléments cristallins de la pièce massive qui en tient lieu, elles sont en effet non pas continues mais constituées de taches juxtaposées d'autant plus fines et nombreuses que les cristaux sont eux-mêmes plus fins; le nombre de taches par unité de surface en des régions homologues des diagrammes permet des comparaisons très précises quand il s'agit d'un même corps.

Nos premiers essais ont porté sur l'addition d'une faible quantité (2 %) de corps aussi inertes que possible vis-à-vis de la magnésie à nos températures usuelles de cuisson, la silice, l'alumine, l'oxyde de zinc et l'oxyde de béryllium; une cuisson à 1400° pendant 3 h seulement conduit déjà à des masses très denses, d'aspect velouté et presque dénuées de porosité, les diagrammes de réflexion en retour montrent une cristallisation à grains très fins, l'oxyde de béryllium donnant la plus grande finesse, à peine moins prononcée pour l'oxyde de zinc et l'alumine, nettement moins pour la silice comme on peut s'en rendre compte d'après les figures 11, 12, 13 et 14.

Si l'on remplace en mêmes proportions ces corps inertes par des produits susceptibles de se combiner à la magnésie, par exemple l'anhydride phosphorique (introduit sous forme de phosphate magnésien $P_2O_7Mg_2$) ou l'oxyde de titane et qu'on les traite de la même façon, on obtient au contraire des masses poreuses, les diagrammes de réflexion en retour montrant une cristallisation en gros cristaux surtout pour l'oxyde de titane (*fig.* 15 et 16).

Ce sont donc les corps du type oxyde de béryllium et oxyde de zinc qui nous rapprochent le plus de notre but et en fait après quelques essais nous nous sommes arrêtés à un mélange en parties égales d'oxyde de zinc et d'oxyde de béryllium dans la proportion de 1 partie pour 99 de magnésie pure, mélange qui, aggloméré à 2000 kg/cm² et cuit suivant le cycle : montée à 75°/h jusqu'à 1400°,

palier de 3 h à cette température et descente symétrique, conduit à une masse non seulement compacte et parfaitement étanche, mais encore translucide comme de la porcelaine; enfin une dernière caractéristique de ce produit est son excellente résistance aux variations brutales de température, due comme son étanchéité au feutrage de fins cristaux qui constitue sa structure. Son diagramme de réflexion en retour est représenté sur la figure 17; comme on pouvait s'y attendre, il révèle la plus grande finesse de grain rencontrée jusqu'ici.

Il est à peine besoin de dire qu'on est là en possession d'un corps qui après rebroyage constitue une matière première rigoureusement stable que nous avons aussitôt utilisée avec succès à la place de la magnésie pure traitée à 1400°; dans les deux cas les retraits restent bien constants, mais ils sont différents; comme il s'agit toujours de périclase pratiquement pur et que les modes opératoires ne varient pas, on doit en conclure que le retrait dépend non seulement des propriétés physiques de l'agglomérant comme on l'a vu dans la première partie de cette étude (*cf.* numéro précédent des *Annales*), mais encore de celles de l'aggloméré. On a déjà insisté sur l'importance considérable des actions superficielles en étudiant l'agglomérant, nous ne faisons que la retrouver ici relativement à l'aggloméré.

Il en résulte que pour les céramiques de précision il sera aussi nécessaire *de définir les propriétés physiques de l'aggloméré par un traitement thermique convenable* qu'il l'est de se soucier de la tension superficielle de l'agglomérant.

La magnésie va nous fournir un dernier exemple des différences du comportement d'un même corps au niveau de sa surface et dans sa masse : de la poudre de magnésie pure, traitée à 1400° comme indiqué ci-dessus et conservée à l'air un temps assez long (plus de huit jours), donne aux rayons X (analyse en profondeur) un diagramme de Debye-Scherrer de périclase pur, alors que soumise à un faisceau d'électrons (analyse en surface) la même poudre donne un diagramme de diffraction électronique par réflexion caractéristique de la magnésie hydratée (*fig.* 18).

Signalons enfin, avant de clore le chapitre de l'état cristallin, que certaines formes sont systématiquement recherchées en dehors de toute préoccupation de retrait ou d'étanchéité en vue de propriétés qui leur sont particulières; ce n'est pas par exemple l'espèce chimique oxyde de titane mais bien la forme cristalline rutile qui détermine la propriété constante diélectrique élevée. La revue de tous les exemples possibles nous entraînerait trop loin, nous nous bornerons à en donner encore un d'ordre tout à fait général : la faible valeur des pertes diélectriques des céramiques est liée à leur état cristallin certainement autant qu'à leur nature, puisqu'on peut obtenir avec de faibles pertes des corps aussi variés que de l'oxyde de titane, de la magnésie pure, du titanate de magnésie, des silicates de magnésie et jusqu'à des composés contenant de la chaux moyennant des traitements analogues destinés à les faire cristalliser dans de bonnes conditions.

Composition.

Nous venons de voir avec les changements d'état cristallin un côté très général des phénomènes qui accompagnent le traitement thermique des céramiques. Avec l'influence des compositions nous allons nous occuper maintenant du comportement particulier de chaque type de constituant.

En céramique classique cette influence était primordiale et l'on peut dire que la composition conditionnait le retrait, la vitrification et le palier de cuisson, la beauté de la pâte enfin, sans parler de l'agglomération.

Le retrait était d'autant plus fort que les composants étaient plus hydratés et que la proportion de fondant était plus élevée (pour la température de cuisson à peu près constante qu'utilisait l'artisan); on a vu que le chamottage permettait d'abaisser dans une certaine mesure ce retrait; en effet la partie chamottée, déjà déshydratée et vitrifiée, ne prend plus lors de la seconde cuisson que le retrait dû au départ de l'agglomérant, mais elle doit être mêlée à une part notable de composition fraîche pour pouvoir être agglomérée avec les procédés classiques; il ne faut donc pas confondre cet artifice pour diminuer globalement le retrait avec les méthodes précises de stabilisation des matières premières décrites au chapitre précédent, destinées non à diminuer le retrait mais à lui donner une valeur précise et applicables à la composition tout entière sans addition de matières non traitées.

La vitrification était essentiellement fonction du fondant, ainsi que le « palier de cuisson » qui était d'autant plus long que le fondant était plus visqueux (l'allongement du palier par le feldspath était bien connu des anciens céramistes).

La beauté de la pâte dépendait beaucoup des produits employés en un temps où l'on devait se contenter d'utiliser des roches naturelles et l'on sait que la qualité exceptionnelle des céramiques chinoises était due pour une bonne part à la blancheur

du kaolin local; des pâtes de qualité égale à cet égard n'ont pu être fabriquées en Europe qu'après la découverte de gisements de qualité comparable (porcelaines de Saxe, gisements d'Aue). On devait d'autre part éviter soigneusement tout corps suceptible de se décomposer ou de réagir sur un autre constituant à haute température avec émission de gaz.

Mais la composition n'intervient pas seulement par la nature des constituants; leur état de division entre aussi en ligne de compte et nous allons retrouver là des lois plus générales : plus une composition donnée est broyée finement, plus belle sera la pâte cuite, effet consacré par le langage même puisqu'il est courant de parler de la « finesse » d'une pâte pour en vanter la qualité; un effet moins frappant de la finesse de grain des matières premières est l'augmentation du retrait pour une température de cuisson donnée (due à la multiplication des contacts), variation assez sensible cependant pour avoir attiré l'attention des céramistes par une conséquence : quand une composition a été mal broyée, la grosseur des grains n'est pas la même en tous les points de la pièce et celle-ci se déforme à la cuisson, même dans un four où règne une température suffisamment homogène.

En résumé donc, les questions de composition sont fondamentales en céramique classique puisqu'elles conditionnent le retrait, l'étanchéité (vitrification), la facilité de cuisson (réglage du palier) et la qualité de la pâte; d'autre part, l'importance de la nature des constituants est prépondérante.

Nous allons voir maintenant que pour les céramiques industrielles les questions de composition sont au contraire assez secondaires et que l'importance relative de la nature des constituants et de leur état de division est en sens inverse.

On a ici tout intérêt à abandonner les matières premières naturelles toujours assez mal définies pour des oxydes purs, puisqu'on sait obtenir à partir d'eux des masses compactes, étanches et de retrait constant, la beauté de la pâte même étant assurée par la finesse de la recristallisation. Comme on se débarrasse ainsi des causes prédominantes d'imprécision, celles liées à la finesse du grain qui disparaissaient devant elles passent maintenant au premier plan; l'état de division devra donc être parfaitement défini et maintenu rigoureusement constant; on n'emploiera par exemple que ce qui passe à travers un tamis déterminé après un temps de broyage également déterminé, pour obtenir à la fois grosseur de grain convenable et bon mélange.

En ce qui concerne la nature des constituants, on n'a plus guère à se préoccuper que du caractère réfractaire des oxydes employés qui doivent rester loin de leur point de fusion aux températures de traitement; si l'on en utilise plusieurs il faudra encore vérifier que leurs produits de combinaison jouissent des mêmes propriétés, il faudra aussi se méfier d'impuretés éventuelles pouvant donner des produits de réaction à bas point de fusion et troubler le mécanisme de recristallisation étudié au chapitre précédent; fondants et minéralisateurs sont en effet à éviter ici avec tout le soin qu'on mettait à les rechercher en céramique classique. Enfin on aura intérêt à choisir des constituants ayant la plus grande conductibilité thermique possible afin que l'équilibre de température se fasse le plus vite possible au sein des pièces épaisses.

On peut donc conclure que la composition est dans de larges limites pratiquement indifférente, les seules règles générales à observer étant de partir de constituants stables et purs et de les mélanger parfaitement en les réduisant à un état de division bien défini. Les oxydes réfractaires eux-mêmes, réduits en poudre et soigneusement mélangés, constituent donc les meilleures matières premières possibles comme nous l'avions indiqué dans l'introduction.

Ainsi se termine l'étude générale du retrait qui a éclairé comme il était prévu les conditions de la précision géométrique et de la précision physique en céramique; il ne reste donc plus qu'à définir une méthode de façonnage en cru suffisamment précise pour en exploiter à fond les résultats et suffisamment souple pour remplacer les méthodes classiques reconnues insuffisantes.

Façonnage en cru des céramiques de précision.

Nous savons déjà que dans ce domaine les techniques classiques de voie humide doivent être abandonnées comme n'étant susceptibles d'aucune précision; les plus répandues, utilisant l'argile comme agglomérant, présentent l'inconvénient supplémenaire d'imposer la présence dans le produit final d'une quantité notable de silicate d'alumine (*cf.* numéro précédent des *Annales*).

L'agglomération à sec par un solide facilement fusible et disparaissant complètement à la cuisson donne au contraire toutes les garanties de précision désirables et comporte de nombreux avantages qui ont été détaillés dans les chapitres précédents, il ne reste donc plus qu'à définir une méthode pratique de mise en œuvre qui permette d'en tirer tout le profit possible.

Les caractéristiques essentielles de cette méthode seront le *mélange* parfaitement homogène des poudres à agglomérer et d'une quantité définie d'agglomérant solide, le *mouillage* de chaque grain par l'agglomérant fondu avec déplacement des gaz adsorbés et enfin la *mise en forme* par simple compression de la masse obtenue.

Après un bref rappel des propriétés que doivent présenter les matières premières, nous étudierons le détail du traitement, lui-même divisé en trois parties qui correspondent à chacune des trois caractéristiques exposées.

L'agglomérant devra être un corps solide défini et stable à la température ordinaire mais fusible à température modérée en un liquide de tension superficielle aussi faible que possible.

Il devra d'autre part être inerte, en particulier ne pas être hygroscopique et ne pas réagir sur l'un quelconque des constituants de la pâte (les composés formés pourraient se dissocier à haute température avec émission de gaz), certains sels ammoniacaux par exemple qui donnaient satisfaction à d'autres égards ont dû être abandonnés à cause de cela.

Il devra autant que possible être agglomérable à lui-même dès la température ordinaire sous une forte compression.

Enfin il devra être d'un prix abordable.

La chimie organique est très riche en produits répondant à toutes ces exigences; nous avons utilisé avec succès la paraffine, l'urée, la cérésine, la stéarine, produits bien définis qu'il est facile de se procurer purs.

Les matières premières à agglomérer seront des substances minérales cristallisées, parfaitement stables.

1° *Mélange*. — Pour réaliser le broyage des matières minérales jusqu'à un degré de division défini, puis leur mélange parfaitement uniforme avec l'agglomérant, en emploiera un broyeur à boulets, instrument courant qui donne d'excellents résultats moyennant quelques précautions; on ne doit traiter ensemble pendant de longues durées que des corps dont les duretés sont du même ordre de grandeur afin que l'efficacité du traitement soit la même pour chaque constituant; d'autre part, on doit éviter tout collage des grains entre eux et à la paroi du broyeur, l'apparition de ce défaut entraînant la suppression quasi totale de toute efficacité.

On mettra donc provisoirement de côté l'agglomérant et l'on traitera le reste de la composition dans un broyeur légèrement chauffé (30 à 40° suffisent); les grains sont alors entourés d'une pellicule d'air adsorbé qui ne peut être remplacé par de la vapeur d'eau, ils restent donc très mobiles et subissent par conséquent toute l'efficacité du traitement. On arrête après un temps variable avec les compositions et l'on passe la poudre obtenue au tamis 300. On lui ajoute alors l'agglomérant et le tout est introduit dans un broyeur identique mais fonctionnant à froid; le temps de broyage est ici beaucoup plus court (jamais plus de 2 h en pratique). Le caractère solide de l'agglomérant permet en effet son passage au broyeur à boulets, mais comme il est très friable, l'opération sera très brève devant la précédente et l'état de division des constituants minéraux ne subira pas de changement sensible; d'autre part il est indispensable d'opérer à froid car l'agglomérant n'est tout de même pas très éloigné de son point de fusion; si donc il est agglomérable à lui-même sous forte pression à la température ordinaire, il pourrait l'être spontanément à température plus élevée et le risque de collage reparaîtrait.

Le mélange ainsi obtenu répond exactement aux conditions imposées, il peut donc aborder l'opération fondamentale suivante.

2° *Mouillage*. — Il s'agit maintenant de provoquer le changement de phase de l'agglomérant sans que le mélange cesse d'être parfaitement homogène.

Un brassage constant est indispensable pour empêcher toute agglutination autour de chaque grain d'agglomérant au moment de sa fusion et pour réaliser l'équilibre thermique de la masse malgré la mauvaise conductibilité des poudres broyées. Ceci est obtenu au mieux en utilisant pour mélangeur un solide creux en rotation autour d'un axe différent des axes de symétrie qu'il peut comporter, et enfermé dans une étuve maintenue à température constante; un parallélépipède mobile autour d'une diagonale convient parfaitement.

La vitesse de rotation du mélangeur devra être réglée de façon que sous l'action de la pesanteur les grains de poudre viennent successivement en contact avec chaque paroi; pour cette raison il faudra en outre que la quantité traitée à la fois n'excède pas une certaine valeur pour une surface intérieure de mélangeur donnée.

La température de l'étuve devra être comprise entre celle du point de fusion de l'agglomérant et celle de sa décomposition *totale* si ce corps est instable; on aura presque toujours intérêt à travailler nettement au-dessus du point de fusion avec passage partiel ou même total en phase vapeur (mais dans ce cas le mélangeur doit être étanche)

car la tension superficielle diminue à mesure que la température croît et l'agitation thermique facilite l'imprégnation de la poudre, enfin la présence éventuelle de produits de décomposition peut être parfois avantageuse (par exemple un début de décomposition de l'urée libère des dérivés ammoniacaux qui facilitent l'élimination des gaz adsorbés).

La durée du séjour dans le mélangeur est évidemment variable avec la nature des constituants et les quantités traitées à la fois, elle n'excède guère pratiquement une demi-heure.

Après refroidissement, la composition constituée de grains dont chacun est enveloppé d'un film d'agglomérant est passée au tamis 60, elle est alors prête à être travaillée.

3° *Mise en forme.* — La caractéristique essentielle de ce matériau est qu'on est maître dans une très large mesure de sa déformabilité :

Si l'on a à fabriquer des pièces de forme simple, on pourra se contenter d'une faible déformabilité, on travaillera donc à froid sous forte pression en profitant de la propriété de l'agglomérant d'être alors agglomérable à lui-même.

A mesure que l'on voudra réaliser des formes plus compliquées ou se contenter de pressions plus faibles, on pourra augmenter la déformabilité en élevant progressivement la température de travail jusqu'à liquéfaction complète de l'agglomérant.

Si l'on avait besoin d'une déformabilité encore plus grande, il faudrait augmenter la proportion d'agglomérant, mais sans aller jusqu'à celle qui entraînerait une déformation spontanée lors de la liquéfaction (risque d'effondrement à la cuisson). On se tient d'ailleurs pratiquement toujours loin au-dessous de cette limite.

Une dernière particularité avantageuse mérite enfin d'être signalée : les pièces façonnées à chaud perdent leur déformabilité en refroidissant ce qui facilite grandement leur manipulation et rend même possible les retouches éventuelles à l'outil.

La technique de façonnage que nous avons le plus employée est le moulage sous forte pression à froid en moules clos (faible déformabilité) et sous faible pression à chaud en moules à évents (forte déformabilité).

Les pièces obtenues peuvent aborder directement e four de cuisson, le travail « en cru » est donc bien terminé; nous avons retrouvé les avantages principaux du procédé classique à l'argile, mais les impossibilités qui s'opposaient alors à l'obtention de la précision ont disparu. Chaque opération du traitement est en effet ici susceptible d'une définition précise et la méthode complète pourra être codifiée en une série de règles rigides pour chaque composition de pâte; la constance du traitement n'est plus qu'une question de soin et de contrôle.

Il ne nous reste, pour être tout à fait complets, qu'à dire un mot de plus de la stabilisation par cristallisation des matières premières minérales que nous avons implicitement supposée réalisée d'avance dans notre exposé.

En fait les matières premières à notre disposition sont des oxydes purs ou purifiés du commerce, et l'on sait que pour les stabiliser il faut les cuire à une température donnée après les avoir agglomérés par notre procédé. Or quand on ne cherche que la cristallisation stabilisatrice, on peut se contenter du mode opératoire très simplifié suivant : oxyde et agglomérant sont passés pendant 2 h au broyeur à boulets froid, on recueille la poudre dans des récipients plats (capsules en porcelaine par exemple) sous une épaisseur de 5 cm au plus et on les porte dans une étuve ordinaire réglée un peu au-dessus du point de fusion de l'agglomérant; au bout de 45 mn on retire les capsules, on malaxe grossièrement leur contenu à la main puis on l'agglomère sous une pression de 1000 kg/cm^2 en briquettes plates (pas plus de 2 cm d'épaisseur) qu'il n'y a plus qu'à cuire.

En sortant du four, ces briquettes sont en général assez friables, on les pulvérise alors grossièrement au mortier de porcelaine et c'est cette poudre qui sert de matière première définitive.

Si les briquettes sont dures, il ne faut pas chercher à les pulvériser de cette façon (on entraînerait des débris de porcelaine qu'il serait ensuite impossible de séparer). On les traite alors dans un mortier en acier trempé, avec un marteau-pilon également en acier; pour des produits de grande dureté il y a inévitablement arrachement de particules du mortier et du marteau, mais il suffit de passer la poudre obtenue dans un puissant séparateur magnétique pour s'en débarrasser.

Le procédé de façonnage en cru ainsi complété donne, s'il est scrupuleusement appliqué de bout en bout, des résultats rigoureusement constants. Mais certains stades du traitement sont particulièrement sensibles, une négligence est là plus qu'ailleurs lourde de conséquences et l'opérateur devra les surveiller spécialement. Nous terminerons donc par la revue de ces points délicats et l'analyse succincte des défauts correspondants.

Mauvais mélange de l'agglomérant. — Le séjour dans le broyeur a été trop court ou a eu lieu à chaud par erreur. De grosses particules d'agglomérant sont disséminées au hasard dans la masse, après

la cuisson elles disparaîtront sur place, laissant leur empreinte sur les pièces sous forme de « gravures ».

Mauvais mouillage. — L'étuve du mélangeur était mal réglée, ou sa vitesse de rotation, ou encore il y avait plus de pâte que le broyeur n'en pouvait traiter à la fois. Il reste donc des gaz adsorbés d'où retrait insuffisant du fait de la rupture des contacts entre grains.

S'il s'agit des pièces travaillées à la presse, les grains qui ne sont plus enrobés dans une tunique lubrifiante grippent sur leurs voisins, agissant à la façon d'un coin, d'où tendance de la masse à s'étaler dans des plans perpendiculaires à l'effort de compression, il en résulte une structure feuilletée et des entes à la cuisson.

Si par surcroît, les grains sont inégaux, les gros forment une sorte de cloisonnement de la masse en alvéoles indépendants, le défaut existant au sein de chacun d'eux.

Enfin la présence de gaz adsorbés résiduels en quantités importantes peut entraîner le collage au moule et la détérioration de la pièce au démoulage.

Pâte conservée longtemps à l'air avant mise en forme. — Certains agglomérants s'altérant à la longue, il en résulte que les pièces façonnées tardivement et mises au four non séparées collent les unes aux autres à la cuisson.

Pression d'agglomération non constante. — Plus les grains sont pressés les uns contre les autres, plus la recristallisation est rapide et par conséquent plus elle est avancée pour une même température; une pièce plus pressée qu'une autre prendra en particulier plus de retrait. Mais la différence de retrait pour une augmentation de pression donnée est d'autant plus faible que les pressions sont elles-mêmes plus grandes. La précision nécessaire dans la lecture de la pression sera donc d'autant plus faible qu'on utilisera des pressions plus élevées.

Pièces conservées longtemps à l'air avant cuisson. — Agglomérant et aggloméré sont séparément indifférents à l'humidité, mais lorsqu'ils sont réunis et placés dans une atmosphère humide, il peut y avoir condensation de vapeur d'eau entre les deux surfaces et formation de ce que W. B. Hardy appelle une « pellicule primaire ». Il en résulte des variations de retrait avec le degré hygrométrique de l'atmosphère. Le meilleur remède est de cuire les pièces sans attendre, aucun dessiccateur n'étant assez efficace pour garantir absolument contre le phénomène pendant des temps assez longs.

La revue des défauts les plus à craindre se termine ici; ils sont redoutables par les conséquences qu'ils entraînent, mais il suffit pour les éviter de ne pas s'écarter des prescriptions de la méthode; à l'appui de cette affirmation nous donnerons dans un prochain numéro des *Annales* la description complète de fabrications de petite série montées dans nos Laboratoires et appliquant intégralement nos procédés.

BIBLIOGRAPHIE.

WOOG, *Contribution à l'étude du graissage*, Dunod, Paris, p. 7.

H. ROSLER, *J. B. Mineral. und geol.*, vol. 15, 1902, p. 252.

LEPPLA, *Baumaterial Kund.*, vol. 9, 1904, p. 124.

ATTERBERG, *Z. angew. chem.*, vol. 24, 1911, p. 928 à 1209.

LE CHATELIER, *La silice et les silicates*, Hermann, Paris, 1912.

SCHLŒSING, *C. R. Acad. Sc.*, 79, 1874, p. 475.

EHRENBERG, *Die boden Kolloïde*, 3e édit., Dresde et Leipzig, p. 98 à 113.

RHOLAND, *Z. anorg. allg. chem.*, vol. 31, 1902, p. 158; *Z. Angew. chem.*, vol. 24, 1911, p. 1851.

SPURRIER, *J. amer. ceram. Soc.*, vol. 1, 1918, p. 710; *Ibid.*, vol. 4, 1921, p. 113 à 118; *Ibid.*, vol. 9, 1926, p. 535 à 540.

PFEFFERKORN, *Sprechs.*, vol. 58, 1925, p. 183.

BOTTELER, *Thèse*, Dresde, 1908.

ZECHOKKE, *Baumaterial Kund.*, 1902, p. 24; *Ibid.*, 1903, p. 20; *Tonnid. Z.*, vol. 29, 1905, p. 1661.

CUSHMANN, *J. amer. ceram. Soc.*, vol. 25, 1904, p. 451.

ASHLEY, *U. S. geol. survey Bull.*, vol. 338, 1909, p. 7.

ENDELL, *News J. B. mineral. Beilage*, vol. 31, 1910, p. 38.

PODSZUS, *Coll. chem. Z.*, vol. 20, 1917, p. 65.

RUFF, *Ber. dtsch. Keram. Ges.*, vol. 5, 1924-1925, p. 50.

SALMANG et BECKER, *Sprechs.*, vol. 59, 1926, p. 172.

VAGELER, *Ber. dtsch. keram. Ges.*, vol. 13, 1932, p. 379.

PURDI, *Trans. amer. cer. soc.*, vol. 11, 1909, p. 574.

DE TERZAGHI, *S. B. Akad. Wiss. Wien mathmaturwiss. Kl.* 2 A, vol. 132, 1924, p. 105.

DUCLAUX, *Physique colloïdale et Biologie*, Hermann, Paris, 1943.

W. PURKEL, *Sprechs.*, vol. 59, 1926, p. 367.

A. E. R. WESTMAN, *J. amer. ch. Soc.*, vol. 12, 1929, p. 585; *Ibid.*, vol. 15, 1932, p. 552; *Ibid.*, vol. 16, 1933, p. 256.

DEVAUX, *C. R. Acad. Sc.*, t. 197, 1933, p. 105.

VAN BEMMELEN, *Tr. ceram. soc. Engl.*, vol. 27, 1927-1928, p. 306.

BIRCH et HARVEY, *J. amer. ceram. Soc.*, 18, 176, 92, 1935.

DITTE, *Leçons sur les sels* (Cours de la Faculté des Sciences).

CAMPBELL, *J. Ind. Ing. chem.*, 1, 1909, p. 655.

KONDO et YOSHIDA, *Jap. ceram. Assoc.*, 45, 1937, p. 707 à 716.

HIRSCH, *Tonnid. Z.*, 52, 1928, p. 479 à 483.

W. B. HARDY, *Structure et activité chimique*. Gauthier-Villars, 1926, p. 4.

AUGMENTATION DU RENDEMENT LUMINEUX DES PROJECTEURS CINÉMATOGRAPHIQUES.

Par F. C. MATHIEU,

Ingénieur E. T. P.,
Directeur des Établissements de Courbevoie de la Compagnie Radio-Cinéma.

Sommaire. — *L'auteur décrit les modifications profondes apportées à la technique des projecteurs cinématographiques par des inventions récentes.*

Le début de l'article est un rappel des principes fondamentaux de cette technique spéciale qui pourrait être peu familière aux lecteurs habituels de cette revue.

Ces principes nouveaux ont trouvé des réalisations pratiques dans le matériel sortant en série des usines de la Compagnie Radio-Cinéma.

Il est intéressant de noter que, dans ce domaine, la technique française est nettement en avance sur toutes les réalisations étrangères.

Introduction.

Trente ans d'évolution et de perfectionnement des projecteurs cinématographiques pour film standard de 35 mm avaient amené une cristallisation de la technique sur un même type de mécanisme d'escamotage des images successives du film.

Ce type de mécanisme comporte essentiellement un cylindre denté d'entraînement du film animé d'un mouvement intermittent par une croix de Malte à quatre branches à attaque tangentielle (*fig.* 1). Le plateau primaire qui porte le doigt d'attaque de la croix et la came de verrouillage, et sur l'arbre duquel est calé un volant, est animé

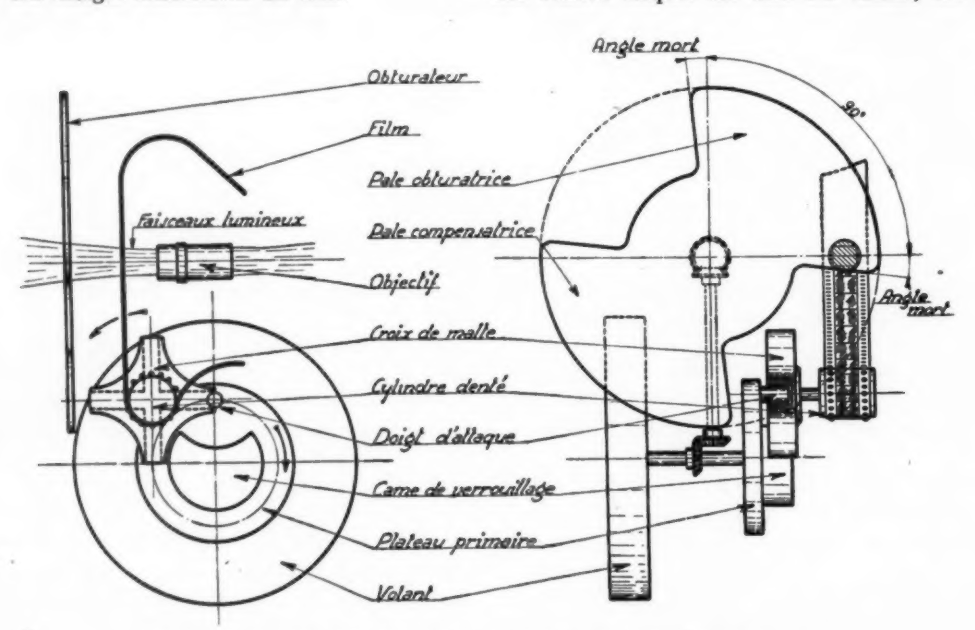


Fig. 1. — Dessin schématique du mécanisme de croix de Malte classique.

d'un mouvement de rotation uniforme. Un obturateur tournant d'un mouvement synchrone avec l'arbre primaire interrompt le faisceau lumineux de projection pendant l'escamotage de l'image. Pour éviter des phénomènes de scintillement, qui seront étudiés plus loin, l'obturateur comporte obligatoirement une deuxième pale obturatrice symétrique de la première par rapport à l'axe et de mêmes dimensions.

Les raisons qui ont rendu quasi universel ce genre de mécanisme dans les projecteurs cinématographiques pour film de 35 mm sont les suivantes :

1° Réalisation mécanique classique, robuste, silencieuse et qui peut être portée au très haut degré de précision exigé par la fixité de la projection;

2° Entraînement progressif du film (entrée tangentielle du doigt d'entraînement dans la rainure de la croix) particulièrement important pour vaincre sans dommage le frottement au départ du film dans son couloir et éviter les effets de choc sur le mécanisme (*voir* courbe 1, *fig.* 2);

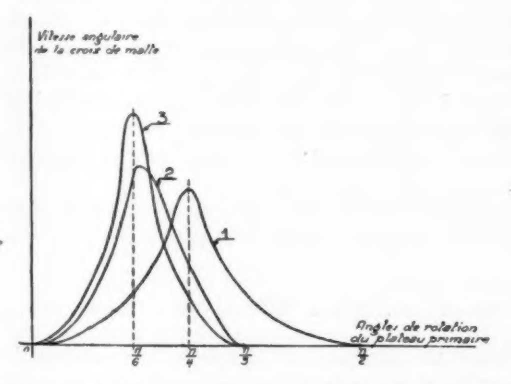


Fig. 2. — Courbes des vitesses des différents mouvements.

3° Maintien en tension du film après escamotage grâce à la came de verrouillage de la croix de Malte;

4° Participation du frottement d'enroulement sur le cylindre à l'entraînement du film, évitant une grande partie de la contrainte imposée par les dents sur les perforations (par opposition aux systèmes à griffe qui demandent tout l'effort aux perforations du film).

En exploitation depuis de nombreuses années, le mécanisme à croix de Malte s'est révélé comme le meilleur pour l'entraînement du film cinématographique. Il n'est certainement pas en cause (lorsque correctement réalisé, manipulé et entretenu) dans la limitation de la durée d'utilisation possible des copies de film.

Cependant, ce genre de mécanisme ne permet au projecteur qu'un rendement lumineux maximum théorique de 50 %, en pratique de 42 à 47 %. Ceci tient aux nécessités de l'obturation correcte de la lumière pour ne pas donner naissance aux phénomènes de « filage » et de scintillement.

En effet, si l'on considère un cycle complet de rotation de l'arbre primaire, on voit, en se reportant à la figure 1, que l'escamotage de l'image se produit pendant un quart de tour du plateau porte-doigt.

Pendant ce quart de tour, le film étant en mouvement, l'image ne doit pas être projetée, d'où la nécessité d'avoir une pale obturatrice pour interrompre la lumière.

La dimension angulaire de cette pale dépend de la section du faisceau lumineux au droit de l'obturation et serait de 90° si la section du faisceau était infiniment petite devant le rayon de l'obturateur.

Filage.

Si la pale obturatrice ne couvre pas tout le faisceau lumineux au moment du déplacement du film, on voit apparaître sur l'écran le phénomène de « filage » particulièrement sensible aux lignes de séparation des forts contrastes (titre blanc sur fond noir, par exemple) et qui se traduit par une sorte de bavure plus ou moins prononcée des blancs sur les noirs, d'où la nécessité d'augmenter la pale obturatrice de deux angles dits « angles morts » (*fig.* 1).

En pratique, grâce à l'attaque tangentielle de la croix de Malte qui produit des déplacements très petits au début de la course, on peut se contenter d'un affaiblissement suffisant du faisceau lumineux, au lieu d'une obturation totale, au moment où le mécanisme intermittant se met en mouvement. C'est ce qui explique que certains projecteurs ont une pale obturatrice peu supérieure à 90°.

Scintillement.

Il semblerait *a priori* que la projection doit être correcte lorsque le projecteur est muni d'une pale obturatrice convenable, mais ici intervient une autre condition imposée par les propriétés physiologiques de l'œil humain.

La cadence de défilement étant de 24 images par seconde, si l'obturateur ne comportait qu'une pale, la lumière de la projection serait modulée à 24 p/sec, or, à cette fréquence, si la persistance rétinienne est suffisante pour assurer l'impression de continuité du mouvement, par contre l'inertie à la sensation d'intensité lumineuse est insuffisante.

L'œil interprète un phénomène de scintillement comme si la lumière était pulsée en intensité et non simplement constituée d'éclats successifs égaux. L'expérience montre qu'il faut une fréquence voisine de 40 obturations par seconde [sous certaines conditions de brillance de l'écran (1)] pour que l'œil moyen ait une impression d'éclairement fixe. De là, la nécessité, puisque la cadence des images est imposée, d'utiliser une deuxième pale d'obturateur, appelée pale compensatrice, pour que la lumière soit modulée à une fréquence de 48 (à noter qu'au temps du film muet où la cadence d'escamotage était de 16 images par seconde, les obturateurs étaient munis de 3 pales).

On pourrait, évidemment, au lieu d'utiliser un obturateur à deux pales, utiliser un obturateur à une seule, de dimension angulaire double et en tournant à une vitesse angulaire double de celle de l'arbre primaire. Ceci présenterait même un certain avantage puisque les angles morts se trouveraient divisés par deux; mais, en pratique, l'inconvénient d'un obturateur tournant à vitesse double, c'est-à-dire 2880 t/mn au lieu de 1440, fait renoncer à ce faible avantage.

On conçoit que la pale compensatrice doit être égale à la pale obturatrice proprement dite et symétrique par rapport à l'axe, sinon l'œil interpréterait encore un phénomène de scintillement correspondant à la différence des deux pales qui se manifesterait à 24 p/sec. L'expérience montre que la tolérance sur l'inégalité des pales est extrêmement faible et qu'il est impossible de jouer sur ce facteur pour améliorer le rendement.

Rendement lumineux.

Pour un projecteur satisfaisant aux conditions imposées par l'absence de filage et de scintillement, le rendement intrinsèque imposé par l'obturation, et abstraction faite des optiques, peut s'exprimer par le rapport des temps d'exposition de la lumière par cycle au temps total d'un cycle ou plus simplement par le rapport de la somme des angles d'ouverture entre les pales de l'obturateur et 360°. Comme il a été dit plus haut, la valeur maximum théorique de ce rapport, si les angles morts étaient nuls, serait de

$$\frac{90^\circ + 90^\circ}{360^\circ} = 0,5;$$

(1) L'influence de la brillance de l'écran sur le phénomène de scintillement sera développée plus loin avec l'étude des caractéristiques propres à l'escamotage accéléré.

il est en réalité, pour les meilleurs projecteurs à mouvement de croix de Malte classique, voisin de 0,47, c'est-à-dire que les pales d'obturateur ont environ 95° chacune.

Cette faible valeur du rendement du projecteur devant la nécessité sans cesse croissante de projection plus lumineuse, soit pour le film en couleur, soit pour l'équipement de salles de plus en plus grandes, a poussé tous les constructeurs à des recherches continuelles et de nombreux brevets ont été pris en France, Angleterre, Allemagne, États-Unis [1].

La plupart de ces brevets sont déjà anciens et aucune application pratique sur le plan industriel ne s'est manifestée avant le lancement par la Compagnie Radio-Cinéma du projecteur « Radion ».

Le premier brevet [2] couvrant ce type de projecteur a été déposé au début de 1939 et des prototypes ont été présentés à un concours organisé par l'Administration des Beaux-Arts pour l'équipement de projection sonore du Palais de Chaillot en août de la même année. La mise au point définitive et la réalisation en série ont été retardées par les hostilités et la contrainte imposée à l'industrie française par l'occupation allemande. Un petit nombre de projecteurs ont cependant été mis en service jusqu'à la Libération permettant ainsi de vérifier les qualités du nouveau mécanisme et de préparer la fabrication en série qui a commencé au cours de l'année 1945.

Le principe et la réalisation de ce nouveau mécanisme de projecteur sont décrits ci-après :

Croix de Malte à accélérations compensées.

L'accélération pure et simple du mouvement de croix de Malte et la réduction corrélative des pales d'obturateur pour augmenter le rendement lumineux a été souvent proposé, mais n'a pas donné lieu à des réalisations pratiques pour les raisons suivantes :

1° Détérioration des perforations et même rupture du film. En effet, les efforts dangereux sur le film se produisent principalement au moment de vaincre le frottement au départ comme il a été expliqué plus haut;

2° Complication et réalisation délicate du mécanisme;

3° Bruit innacceptable et usure trop rapide.

Le mécanisme du projecteur Radion, réalisé par la Compagnie Radio-Cinéma, procure le rendement cherché sans présenter les inconvénients ci-dessus grâce à deux dispositions essentielles.

La première disposition consiste à rendre la

courbe des vitesses de la croix de Malte dissymétrique par rapport à son maximum (courbe 2, *fig.* 2). Mécaniquement cette dissymétrie est obtenue de la façon suivante :

Le plateau porte-doigt d'attaque de la croix de Malte, appelé jusqu'ici plateau primaire, n'est plus calé directement sur l'arbre du volant, mais entraîné au moyen d'un système de doigt et coulisse qui lui imprime une vitesse successivement accélérée et retardée par cycle du volant (*fig.* 3). Ce plateau sera donc dénommé par la suite plateau intermédiaire.

De plus les axes de croix de Malte, de plateau intermédiaire et du volant primaire, ne sont pas placés sur un axe de symétrie du mécanisme.

Il en résulte que le maximum de l'accélération du plateau intermédiaire ne coïncide pas avec le maximum de vitesse de la croix de Malte et de ce fait la courbe de la vitese résultante est dissymétrique (courbe 1, *fig.* 3).

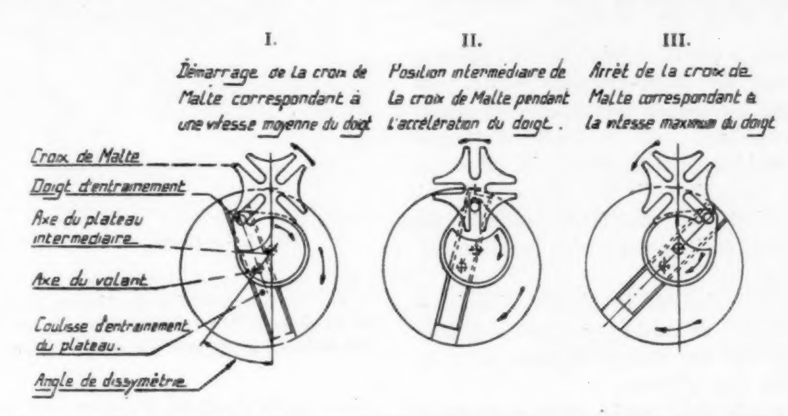


Fig. 3. — Schéma de trois positions du mouvement de croix à accélérations compensées.

La figure 3 donne trois positions caractéristiques de ce mécanisme et permet de se rendre compte que :

1° La vitesse du plateau intermédiaire (position 1) est à peine supérieure à la vitesse moyenne au moment où le doigt attaque la croix de Malte;

2° La vitesse maxima de la croix de Malte (position II) est, elle aussi, peu augmentée et dans tous les cas considérablement inférieure à ce qu'elle serait pour un mécanisme accéléré sans dissymétrie et donnant le même angle d'escamotage (courbe 3, *fig.* 2);

3° La vitesse du plateau intermédiaire est maximum au moment de la sortie du doigt (position III, *fig.* 3), ce qui est sans inconvénient pour le mécanisme et surtout pour le film.

En effet, il n'y a aucune objection à raccourcir le temps de ralentissement puisqu'il ne se traduit par aucun effort supplémentaire sur le film, ce dernier, par suite de sa très faible inertie et du frottement relativement grand dans les glissières tendant à s'arrêter encore plus vite.

En résumé, on peut dire que le nouveau mécanisme écourte l'escamotage en gagnant la majeure partie du temps sur la phase de ralentissement de la croix de Malte [1].

C'est là le facteur caractéristique de la première disposition du nouveau mécanisme.

La deuxième disposition particulière permet concurremment avec la première, la réalisation pratique du mécanisme proposé.

---

[1] En faisant varier l'excentration du plateau primaire par rapport au plateau intermédiaire et éventuellement en faisant varier l'angle de dissymétrie, on obtiendrait toute une famille de courbes de vitesse du mouvement de croix de Malte. Théoriquement si l'on fait abstraction de la fatigue imposée au film ou au mécanisme, le temps d'escamotage pourrait être rendu très petit. En pratique des essais très poussés ont permis de constater que le mécanisme Radion permettrait, dans les meilleures conditions de sécurité pour le film et pour le mécanisme, de réaliser un projecteur avec obturateur à pales de 45°.

Toutefois en lançant ce projecteur en série sur le marché, Radio-Cinéma ne pouvait s'exposer à un interdit des Sociétés de location de films, qui auraient pu s'effrayer à tort de voir détériorer les copies de films en exploitation. C'est pour cette raison que le temps d'escamotage n'a été réduit que dans la proportion qui ne modifiait pas les contraintes imposées au film sur un projecteur normal. Dans ces conditions les pales d'obturateur ont été réduites à 60° correspondant à un rendement lumineux de 0,7.

Avant de la décrire, il est nécessaire de rappeler que les projecteurs à croix de Malte ont été conçus et réalisés pour une cadence de défilement de 16 images par seconde, à l'époque du film muet. Les nécessités du film parlant ont fait adopter une cadence de 24 images par seconde, soit 50 % plus élevée, ce qui amenait déjà ce genre de mécanisme à une limite pratique d'utilisation.

En effet, à la cadence de 24 images par seconde, la croix de Malte et son cylindre doivent en $\frac{1}{96}$ sec passer de l'arrêt à la vitesse de 3500 t/mn, puis à l'arrêt.

Il en résulte entre le volant régulateur et l'équipage intermittent, croix de Malte-cylindre denté, des échanges d'énergie cinétiques importants et quasi instantanés représentant sur le doigt d'attaque des efforts considérables et sur les paliers des réactions du même ordre. De même l'arbre du volant est soumis à des efforts alternatifs importants de torsion créant des phénomènes de fouettement élastique dangereux.

Or, toute augmentation de la vitesse d'escamotage de ce mouvement se traduit par une augmentation des efforts sur les divers organes dans le rapport des carrés des vitesses.

Le bruit augmente très rapidement par suite des chocs provenant des jeux indispensables au bon fonctionnement et de la rupture des films d'huile dans les paliers du volant et de la croix de Malte.

Dans le nouveau mécanisme, cette augmentation des efforts est déjà atténuée par la disposition dissymétrique qui fait une compensation dans une certaine mesure de l'accélération positive du plateau intermédiaire par l'accélération négative de la croix de Malte après passage au maximum de vitesse de cette dernière.

Toutefois, cette compensation n'est pas en elle-même suffisante pour éviter les efforts dangereux avec le bruit et l'usure prématurée du mécanisme qui en résultent. C'est la deuxième disposition décrite ci-après qui donne la solution complète du problème.

La figure 4 montre la réalisation mécanique correspondant au mécanisme à accélérations compensées représenté schématiquement suivant trois positions dans la figure 3.

Dans l'examen de cette figure il faut attirer l'attention sur la position et la forme spéciales du volant qui, en quelque sorte, enveloppe le mécanisme accélérateur (plateau intermédiaire) et la croix de Malte.

On notera de même la position de l'arbre qui porte le plateau intermédiaire et le doigt unique qui, par une extrémité, reçoit son impulsion du coulisseau entraîné par le volant et, par l'autre, attaque la croix de Malte.

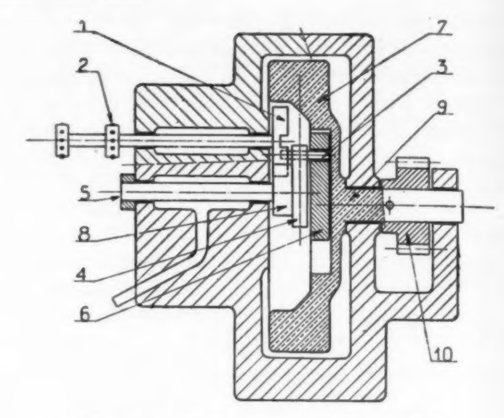


Fig. 4. — Coupe du mécanisme Radion.

1, croix de Malte; 2, cylindre denté; 3, doigt d'attaque; 4, plateau intermédiaire; 5, arbre du plateau intermédiaire; 6, coulisseau; 7, volant; 8, came de verrouillage; 9, arbre du volant; 10, pignon de commande du mécanisme.

Ces particularités, propres au nouveau mécanisme, éliminent ou rendent négligeables les causes des efforts et réactions dangereuses qui ont été énumérées plus haut. En effet :

1° Lorsque le doigt attaque la croix de Malte, tout se passe comme si, brusquement, un obstacle s'opposait à la rotation du volant. La force vive emmagasinée dans ledit volant développe alors un couple dont une des forces transmet par le doigt l'énergie nécessaire à la rotation de la croix de Malte, et l'autre, passant par l'axe du volant, tend à provoquer une réaction sur le palier de rotation. La figure 5, qui reproduit schématiquement les conditions de la figure 1 et de la figure 4, montre, sur le schéma (*a*), que le palier encaisse tout l'effort développé par la composante du couple, alors que sur le schéma (*b*) la même composante du couple, passant pratiquement par le centre de gravité du volant est encaissée par l'inertie propre de celui-ci qui s'oppose ainsi à un choc brutal sur le palier [1];

2° Les échanges d'énergie cinétique entre le volant et l'équipage intermittent ne se faisant plus par l'intermédiaire de l'arbre du volant, ce dernier

---

[1] Pour la simplification de la démonstration, le schéma (*b*) de la figure 5 ne comporte pas le mécanisme accélérateur, ce qui ne change pas la position des réactions intéressant le volant.

n'est plus soumis à des efforts alternatifs de torsion et, de ce fait, les phénomènes de fouettement élastiques sont éliminés;

3° Le doigt unique fait que le plateau intermédiaire n'a aucune énergie à transmettre. Il se comporte comme un simple guide. Au moment de l'entraînement de la croix, il se produit bien un couple dont les forces sont appliquées au voisinage

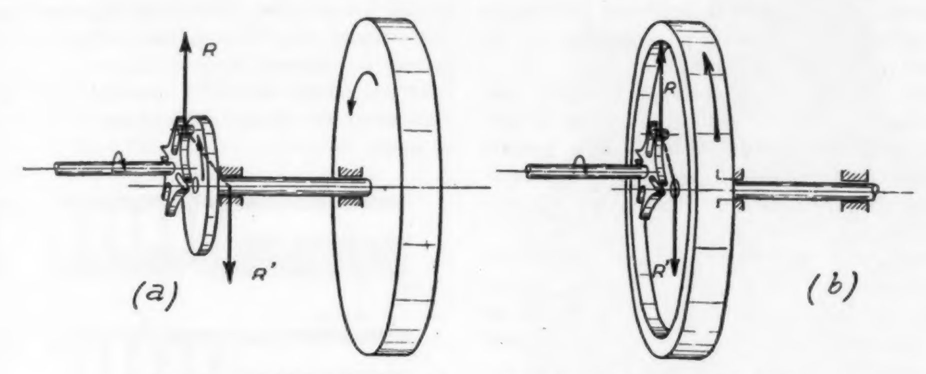


Fig. 5. — Schéma des réactions sur les paliers de l'arbre du volant.

de deux extrémités de ce doigt, mais le moment de ce couple est très faible devant le moment du couple antagoniste qui se produit sur les paliers de l'arbre

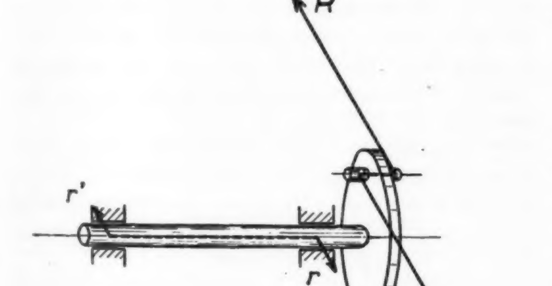


Fig. 6. — Schéma des réactions sur l'arbre intermédiaire.

intermédiaire, ce qui fait que les réactions sont négligeables (*fig.* 6).

CARACTÉRISTIQUES PROPRES A LA PROJECTION PAR MÉCANISME ACCÉLÉRÉ.

A. Accroissement du rendement lumineux.

Le gain de rendement lumineux vient naturellement en tête des avantages. Si l'on se reporte aux chiffres indiqués plus haut, d'une part pour les projecteurs classiques, d'autre part pour le nouveau projecteur, on trouve que le gain de rendement est de

$$\frac{0{,}70 - 0{,}47}{0{,}47} \times 100 = 50\ \%.$$

B. Élimination du scintillement d'éblouissement.

Au début de cet article il a été mentionné, à propos du scintillement, qu'un minimum de la fréquence des obturations était nécessaire pour donner l'impression d'un éclairement continu de la projection, mais cette condition n'est pas suffisante.

L'expérience montre que le scintillement peut réapparaître soit en augmentant la brillance de l'écran, soit en rapprochant l'observateur de celui-ci. Ces deux cas sont bien connus et sont observés fréquemment au cours d'une projection de films comportant des vues très lumineuses telles que paysages de neige ou marines.

Pour expliquer ce phénomène il faut étudier les propriétés physiologiques de l'œil du point de vue éblouissement et persistance rétinienne.

Des observations systématiques faites au laboratoire d'étude de la Compagnie Radio-Cinéma ont permis de définir des caractéristiques généralement peu connues à l'œil humain.

C'est ainsi qu'on a observé que la « macula » ou tache jaune de l'œil, partie centrale de la rétine correspondant à la vision distincte des images, présente une persistance moyenne de 1/14ᵉ de seconde environ, alors que le champ extrême de la rétine a une persistance de l'ordre de 1/50ᵉ de seconde,

la décroissance de la persistance étant à peu près dans le même rapport que la décroissance de la sensibilité [1].

D'autre part, l'éblouissement instantané qui se traduit par une diminution de la sensibilité de la macula lorsqu'on augmente la brillance de l'image observée affecte peu le champ secondaire de la rétine grâce à sa faible sensibilité.

Il résulte de ces deux observations que tant que la brillance instantanée de l'image est insuffisante pour provoquer l'éblouissement de la macula et conséquemment réduire sa sensibilité, le scintillement ressenti par le reste du champ de l'œil reste imperceptible.

De même, tant que l'écran observé est assez lointain pour que son image ne couvre qu'une partie assez peu étendue de la rétine, le scintillement n'apparaît pas même pour une brillance provoquant un éblouissement sensible de la macula.

Par contre, si l'observateur se rapproche de l'écran de telle sorte que l'image couvre presque entièrement le champ de l'œil, le scintillement deviendra intolérable même dans le cas d'une faible brillance de l'image.

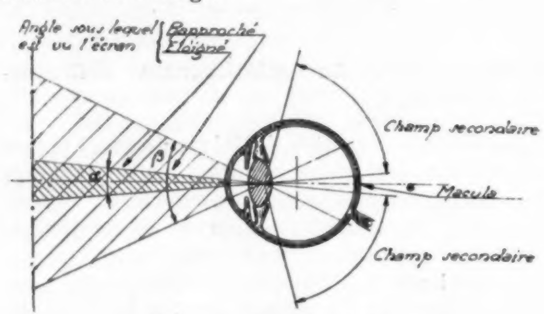


Fig. 7. — Coupe de l'œil.

Ceci provient de ce que le flux lumineux qui atteint le champ secondaire de l'œil est assez grand pour compenser la différence de sensibilité relative entre cette partie du champ et la partie centrale (*fig.* 7).

Ces conditions limites de l'apparition du scintillement sont presque toujours atteintes dans les salles de spectacle, c'est ce qui donne un grand intérêt au nouveau mécanisme qui les recule dans des proportions telles qu'elles ne peuvent presque jamais être atteintes.

L'explication de cette constatation se déduit facilement des deux oscillogrammes reproduits sur la figure 8.

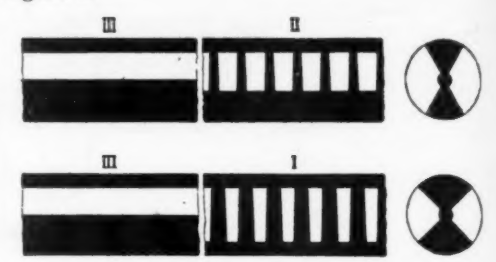


Fig. 8. — Oscillogrammes de la lumière.

En effet, si l'on compare les oscillogrammes I et II, on remarque que la brillance instantanée pour un même éclairement moyen interprété par l'œil est bien plus faible dans le cas du mécanisme accéléré. De plus, dans l'oscillogramme n° II, les temps d'ombre sont plus courts que les temps de lumière.

Si la brillance instantanée pour le projecteur classique a été choisie au seuil de l'apparition du scintillement, on conçoit qu'il doit être possible d'amener la brillance instantanée pour le mécanisme accéléré à la même valeur pour se trouver dans les mêmes conditions. On pourrait donc augmenter de 33 % la brillance moyenne.

En réalité on peut l'augmenter dans une plus grande proportion, car la composante de scintillement est réduite par la diminution du rapport des temps d'ombre aux temps de lumière. Ce dernier point n'est pas surprenant puisque, à la limite, c'est-à-dire en réduisant de plus en plus les pales d'obturateur on arriverait à la brillance continue sans faire appel à la persistance rétinienne.

C. Diminution de la fatigue de l'œil.

Il est bien connu que nombre de personnes ne peuvent supporter une projection cinématographique prolongée sans ressentir des maux de tête plus ou moins violents.

Ces maux de tête sont évidemment consécutifs à une fatigue anormale de l'œil. On pourrait trouver plusieurs motifs à cette fatigue, mais il semble bien

[1] Cette propriété essentielle permet le déclenchement rapide du réflexe de fermeture de la paupière dans le cas où un objet se déplaçant sur un axe hors du champ de vision distincte se dirige à grande vitesse vers l'œil.

On peut vérifier aisément la variation de la persistance en déplaçant du centre du champ de l'œil vers le bord, une lampe à incandescence alimentée en courant alternatif 25 p. Tant que la lampe reste dans le champ de vision distincte ou au voisinage de celui-ci, la lumière paraît continue. Dès que la lampe s'écarte vers la limite du champ secondaire, sa sensation de lumière fixe disparaît pour faire place au scintillement. Or, une lampe alimentée en 25 p donne une composante de lumière modulée à 50 p, ce qui permet d'apprécier la fréquence limite pour la persistance du champ secondaire de l'œil.

que le facteur dominant soit la contrainte imposée à l'iris. En effet, l'iris tend à s'opposer à l'éblouissement de la rétine et son réflexe est commandé par la brillance des sujets observés.

Or, dans le cas de la projection cinématographique, ce réflexe de l'iris est constamment excité par la brillance des éclats lumineux successifs.

Bien entendu l'inertie propre à cet organe ne lui permet pas de suivre la fréquence des pulsations de la lumière; néanmoins l'excitation reste proportionnelle au rapport de la brillance instantanée à la brillance moyenne ou, ce qui revient au même, au rapport des temps d'ombre aux temps de lumière, et c'est cette excitation qui provoque la fatigue.

On voit ici l'intérêt du nouveau mécanisme qui réduit dans une proportion importante la valeur de ces rapports et diminue de ce fait la fatigue imposée à l'œil.

D. Influence sur la qualité photographique des images projetées.

Ce dernier point ne peut être basé que sur une observation subjective : il a été remarqué que les images projetées par un projecteur Radion, particulièrement celles présentant de forts contrastes, sont nettement meilleures que celles projetées à l'aide d'un projecteur classique.

Il faut y voir une conséquence de la diminution de l'éblouissement instantané produit par les parties très claires de l'image relativement à l'éblouissement nul correspondant aux parties très sombres.

Conclusion.

Le problème de l'accélération de l'escamotage des images dans la projection cinématographique peut être considéré comme complètement résolu. Grâce aux résultats des études techniques effectuées la solution n'est plus seulement à envisager sur le plan théorique, mais sur le plan industriel, puisque de nombreux appareils munis de ces perfectionnements (*fig.* 9) et fabriqués en série dans les Ateliers de la Compagnie Radio-Cinéma, sont déjà en service dans un certain nombre de salles de cinéma, parmi les plus importantes de France.

La simplicité et la robustesse du mécanisme réalisé peuvent être appréciées sur le cliché de la figure 10, qui montre les organes essentiels que l'on identifiera facilement en se reportant aux schémas théoriques des figures précédentes.

Dans un avenir qu'il n'est pas possible de prévoir, il n'est pas douteux que les grandes firmes étrangères spécialisées dans la fabrication de projecteurs, mettront au point des dispositifs d'accélération de l'escamotage, mais pour le présent il est satisfaisant de noter que notre pays a repris la tête dans une technique d'origine essentiellement française.

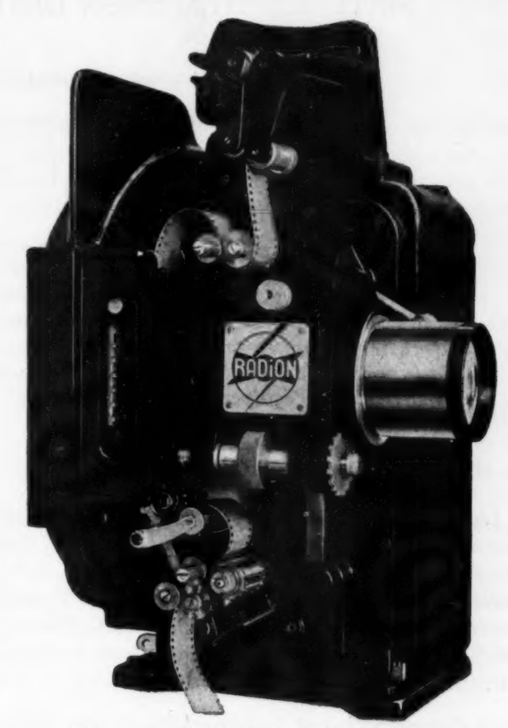
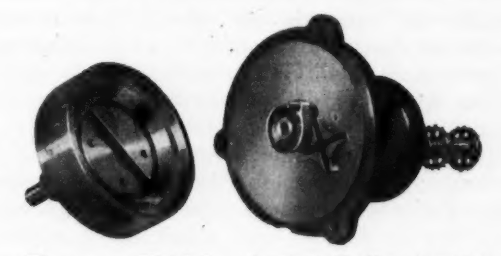


Fig. 9. — Cliché du projecteur Radion.


Fig. 10. — Cliché du mécanisme Radion démonté.

BIBLIOGRAPHIE.

1. Brevet américain 1er décembre 1903 (inv. Cannock).
Brevet anglais n° 294.543 (inv. Rouiller).
Brevet anglais n° 104.869 (inv. Menard).
2. Brevet français n° 856.260 au nom de la Compagnie Radio-Cinéma (inv. F. C. Mathieu).

MATÉRIEL D'ÉMISSION DESTINÉ A LA MARINE MARCHANDE.

PAR H. GRUMEL,

Chef du service technique de production de la Société Française Radioélectrique.

SOMMAIRE. — *L'auteur, après avoir exposé le but poursuivi : établissement d'une gamme d'émetteurs modernes, destinés spécialement aux différents besoins de la Marine Marchande, passe en revue les cas d'utilisation les plus courants qui peuvent se rencontrer, desquels sont déduites les caractéristiques essentielles d'une gamme de modèles susceptibles d'être fabriqués en série. Il se propose de décrire successivement chacun de ces modèles, et présente dans cet article le premier de ceux-ci fabriqué en série : émetteur téléphonique de* 30 W *antenne, destiné particulièrement à l'équipement des bateaux de faible tonnage n'ayant pas d'opérateur radio à bord.*

I. Exposé de l'ensemble du problème.

La Société française Radioélectrique a entrepris, durant la période d'occupation, l'étude d'une gamme complète d'émetteurs modernes, spécialement adaptés à tous les besoins du trafic radioélectrique dans la Marine Marchande. Cette étude a été conduite en prenant comme base les conditions suivantes :

— Caractéristiques radioélectriques en rapport avec l'état actuel de la technique : améliorations notables sur le précédent matériel, particulièrement en ce qui concerne la stabilité de la fréquence d'émission, la qualité et la profondeur de modulation, la facilité des manœuvres de réglage et de changement d'onde préréglée, etc.;

— Matériel de grande robustesse mécanique et électrique; protection particulièrement soignée, contre l'atmosphère chaude et humide des bateaux;

— Prix de revient aussi réduit que possible : ce point est de grande importance dans le cas du matériel destiné à la Marine Marchande; pour abaisser les prix sans rien sacrifier à la qualité, une seule solution est possible : établir un matériel facile à construire avec un outillage perfectionné, ce qui suppose une fabrication par séries d'importance numérique suffisante.

II. Conditions d'utilisation des émetteurs de bord.

L'examen des conditions matérielles dans lesquelles doivent être assurées les liaisons radioélectriques à bord, suivant le type de bateau, son tonnage, le trafic qu'il effectue, le genre de messages qu'il est appelé à transmettre, etc., montre que trois cas principaux sont à considérer :

Premier cas. — Matériel radioélectrique de bord utilisé par un personnel non spécialisé. Ce cas correspond à l'équipement des bateaux qui, en raison de leur faible tonnage ou de leur genre de navigation (navigation côtière), peuvent ne pas avoir d'opérateur radio à bord : bateaux de pêche de petit et moyen tonnage spécialisés dans la « pêche côtière » (particulièrement les chalutiers), cargos de tous tonnages faisant le cabotage, paquebots effectuant de courtes traversées, etc.

C'est également le cas des cargos et paquebots long-courriers durant leur stationnement en rade ou dans un port et devant assurer une liaison avec la terre, l'opérateur n'étant plus à bord.

Dans ce cas, le trafic ne peut se faire qu'en téléphonie. Le matériel doit être d'un maniement particulièrement simple, à la portée de tous; la puissance peut être assez réduite, les portées à réaliser étant toujours faibles (200 milles au maximum). De tels émetteurs doivent être spécialement établis pour couvrir la gamme d'ondes intermédiaires réservée à la téléphonie (80 à 220 m).

Deuxième cas. — Matériel radioélectrique de bord, exploité exclusivement par des spécialistes radioélectriciens, embarqués régulièrement à toutes les traversées : c'est le cas des paquebots et cargos long-courriers, des bateaux de grande pêche tels que les terre-neuvas, etc.

Quand le trafic est assuré par des opérateurs radio, il se fait entièrement en télégraphie, plus pratique que la téléphonie pour la transmission rigoureuse des textes de messages.

Pour les liaisons à faible et moyenne distance jusqu'à environ 500 milles, ce sont les ondes moyennes de 585 à 820 m qui sont utilisées, y compris l'onde de 600 m dont les règlements internationaux relatifs à la sécurité humaine en mer prescrivent l'utilisation sur cette catégorie de bâtiments. Les liaisons à grande distance se font sur ondes courtes.

Troisième cas. — Matériel radioélectrique spécial destiné particulièrement à l'équipement des grands paquebots. Par exemple : installations radiotéléphoniques destinées à assurer les communications en liaison directe avec les réseaux téléphoniques terrestres et mises à la disposition des passagers. Ce matériel d'utilisation restreinte ne peut être fabriqué en séries et reste en dehors du problème considéré dans cet article.

III. Types d'émetteurs fabriqués en série.

En conclusion des considérations exposées ci-dessus, le nombre de types d'émetteurs permettant de répondre aux besoins courants des liaisons radioélectriques dans la Marine Marchande et susceptibles d'être fabriqués en séries a pu être réduit à quatre dont les caractéristiques sont résumées ci-dessous :

1° *Émetteurs correspondant au premier cas.* — Un seul type :

Émetteur téléphonie de 30 W porteuse, gamme d'onde de 80 à 220 m.

2° *Émetteur correspondant au deuxième cas.* — Trois types :

Émetteur télégraphie O. M. de 300 W en A_1 et 400 W en A_2, gamme d'onde de 580 à 820 m.

Émetteur télégraphie O. C. de 150-200 W en A_1, dans les bandes réservées aux postes mobiles sur 18, 24, 36 et 48 m.

Émetteur dit « de sauvegarde », de 75 W en A_2, sur la longueur d'onde de 600 m.

Nous examinerons en détail, dans cet article, l'émetteur de 30 W téléphonie. Les autres types feront l'objet de prochaines publications.

ÉMETTEUR 30 W TÉLÉPHONIE (avec récepteur spécial) DIT « CHALUTIER »

I. Considérations générales.

a. Système de modulation. — Ce type d'émetteur est destiné à être installé en grand nombre sur des bateaux de faible tonnage, principalement sur des chalutiers disposant d'un réseau électrique de bord peu puissant, le plus souvent constitué par une batterie d'accumulateurs de 24 V avec groupe électrogène pour la charge ou éventuellement, la marche en tampon, ce groupe étant mis en marche le moins fréquemment possible. Il importe donc, pour une utilisation rationnelle de l'énergie :

1° Que le système de modulation utilisé permette une ondulation maxima de la porteuse dont la puissance pourra ainsi être réduite au minimum possible à efficacité égale;

2° Que le système utilisé soit d'un haut rendement, tant en porteuse qu'en modulation.

Ces conditions ont conduit à utiliser le système de modulation par contrôle d'anode sur le dernier étage à haute fréquence, le modulateur B. F. étant du type classe B.

b. Types de lampes. — Les lampes utilisées doivent être d'un prix aussi réduit que possible pour ne pas alourdir les frais d'exploitation, ce qui conduit à n'employer que des lampes fabriquées en grande série, c'est-à-dire de la catégorie « récepteur radiodiffusion » ou « ampli cinéma ». Le nombre de types utilisés doit être réduit au minimum pour simplifier le problème des rechanges.

Ainsi qu'on le verra plus loin deux types seulement sont employés sur l'émetteur : la EF 6 et la 4654 de la Radiotechnique.

c. Système de pilotage. — Pour la gamme d'ondes utilisée, le pilotage par quartz s'impose, car c'est là la seule solution possible pour obtenir une excellente stabilité avec un matériel qui doit rester très simple. En conséquence, les ondes de trafic sont équipées avec quartz.

Cependant pour l'onde d'appel et de détresse (1650 Kc, soit environ 182 m), il est intéressant de disposer d'un pilote auto-oscillateur pour conserver une souplesse d'utilisation suffisante.

d. Puissance. — Pour les portées à réaliser, soit au maximum 200 milles, le parcours étant entiè-

rement maritime, une puissance porteuse de 30 W est largement suffisante, la modulation de la porteuse étant totale.

c. Sélectivité du récepteur. — Pour faciliter la veille sur l'onde d'appel (1650 Kc), il est nécessaire de disposer d'une bande passante assez large, afin que la modulation soit perçue malgré la dérive possible, tant de l'émetteur reçu que de l'hétérodyne de conversion du récepteur.

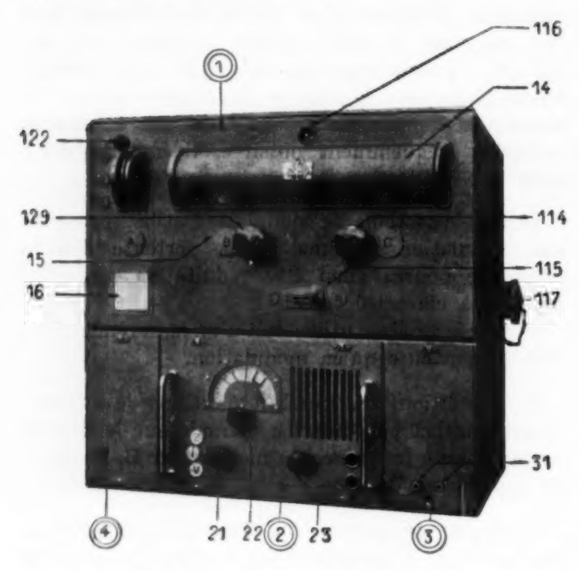


Fig. 1. — Bloc émetteur-récepteur.

En conséquence, une position spéciale « veille » est prévue sur le récepteur, pour laquelle la bande passante est élargie automatiquement.

II. Caractéristiques principales.

a. Emetteur. — Type d'émission : téléphonie seulement (A_3).

Gamme d'ondes couverte : 80 à 220 m divisée en quatre sous-gammes, soit :

78 à 100 m
97 à 130 m
127 à 170 m
167 à 225 m

Puissance antenne : supérieure à 30 W sur la porteuse, dans toute l'étendue de la gamme, avec modulation possible à 100 %.

Nombre d'ondes préréglées : trois (3) pouvant être choisies indifféremment dans toute l'étendue de la gamme.

Pilotage : les trois ondes préréglées peuvent être stabilisées par pilote auto-oscillateur.

En outre, deux des trois ondes peuvent être stabilisées, à volonté, par quartz piézoélectrique.

Précision de la fréquence émise :

1/10 000e dans le cas de pilotage par quartz.
1/1000e dans le cas du pilotage par auto-oscillateur.

Stabilité au cours d'une émission :

3/100 000e dans le cas de pilotage par quartz.
3/10 000e dans le cas de pilotage par auto-oscillateur.

Qualité de la modulation :

Fréquences transmises de 200 à 3000 p/sec. à 3 db près.

Distorsion harmonique inférieure à 7 % au taux de modulation de 80 %.

Alimentation :

Normalement par groupe convertisseur tournant.
Éventuellement par redresseurs.

Puissance prise au réseau de bord dans le cas d'alimentation par groupe tournant : 300 W environ.

Nombre de manœuvres pour le changement d'une onde préréglée : trois, ne nécessitant ni tâtonnement ni lecture de cadran.

b. Récepteur. — Gamme d'onde couverte : environ 80 à 320 m en deux sous-gammes ayant un large recouvrement (20 % environ).

Ondes reçues : types A_2 et A_3.

Sélectivité :

	pour	affaiblissement
Bande normale (trafic)	8 kc/s,	maximum 6 db
	30 » ,	minimum 40 »
» large (veille)	14 kc/s,	maximum 6 db
	40 » ,	minimum 40 »

Protection contre l'onde image : de l'ordre de 60 db sur l'onde d'appel (1650 Kc/sec).

Sensibilité : Un rapport de 20 db à la sortie, entre les niveaux « signal modulé à 30 % + bruit de fond » et « signal non modulé + bruit de fond », est obtenu pour une f. é. m. injectée dans l'antenne, de l'ordre de 5 à 10 μV (position trafic).

Puissance : environ 1 W pour distorsion inférieure à 5 %.

Système d'accord :

Une onde préréglée par construction (onde de veille).

Deux ondes réglées par mise en coïncidence de repères sur un cadran.

III. Constitution électrique.

a. Émetteur. — Partie radioélectrique (suivant schéma *fig.* 2). — Elle est essentiellement composée de :

Une chaîne d'amplification à basse fréquence comprenant :

Un étage preamplificateur équipé avec deux pentodes EF 6 montées en symétrique classe A, commandées par le microphone, avec interposition d'un transformateur d'adaptation.

Un étage amplificateur de puissance équipé avec deux pentodes 4654 montées en symétrique classe A-B. Cet étage est attaqué en liaison directe par l'étage précédent. Il module, par l'intermédiaire d'un transformateur, la tension anodique du dernier étage ou étage de puissance de la chaîne d'amplification à haute fréquence.

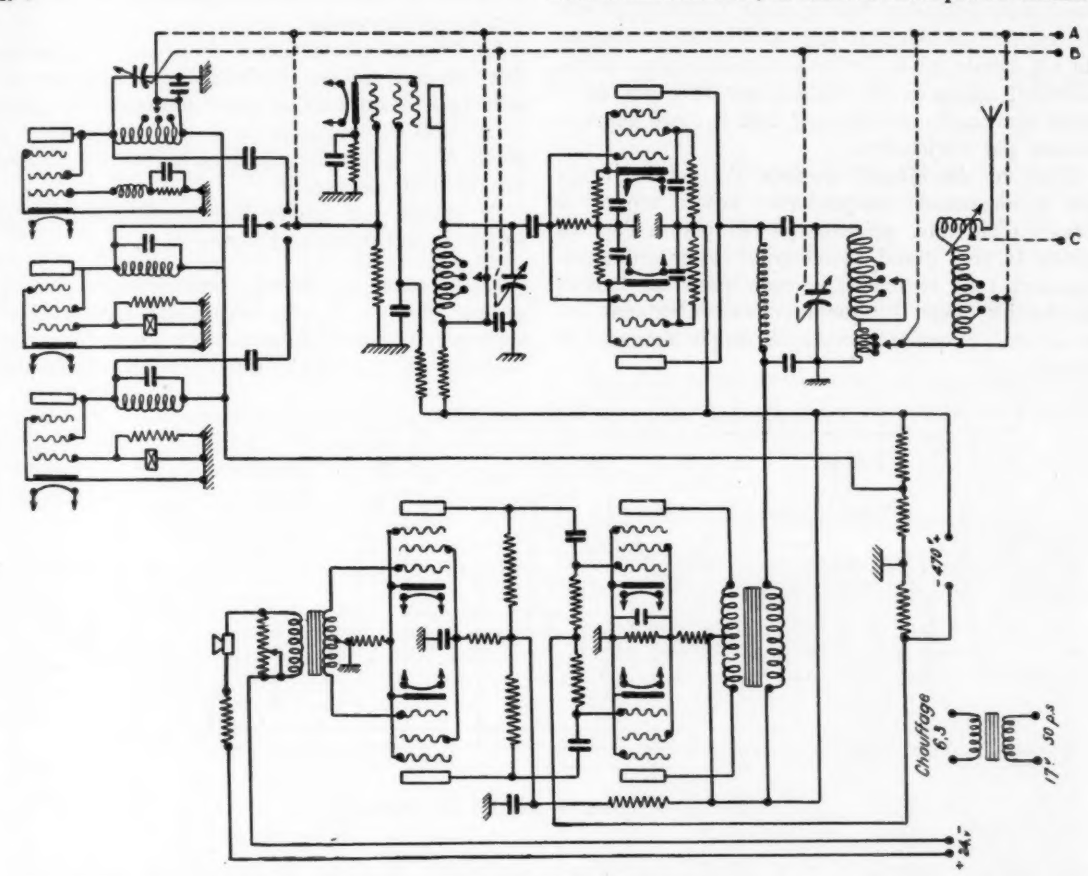


Fig. 2. — Schéma de principe de l'émetteur.

Une chaîne d'amplification à haute fréquence comprenant :

Un étage pilote fonctionnant à quartz ou en autooscillation, équipé avec pentodes EF 6 (une par longueur d'onde).

L'accord de circuit oscillant de l'auto-oscillateur est en commande unique avec les étages suivants. Dans le cas de stabilisation par quartz, un circuit oscillant convenablement désaccordé est monté dans le boîtier même du quartz et étalonné en usine avant livraison; le circuit oscillant de l'autooscillateur est mis alors hors circuit.

Un étage séparateur-amplificateur équipé avec

une pentode 4654, dont le circuit oscillant d'anode est accordé par la commande unique.

Un étage de puissance équipé avec deux pentode 4654 en parallèle et dont l'accord de circuit oscillant d'anode est également mis en commande unique avec les autres étages.

Il est couplé au circuit d'antenne, par dérivation sur la branche self du circuit oscillant, à l'aide d'une self de couplage munie de prises disposées en progression géométrique. Le circuit d'antenne est accordé séparément; l'accord se fait par self dans toute l'étendue de la gamme, l'antenne prévue devant être de longueur telle qu'elle soit en dessous du 1/4 d'onde sur la longueur d'onde la plus courte. L'accord approché est obtenu par le choix de la prise convenable sur une self fixe, l'accord exact se faisant par variomètre.

L'accord du circuit d'anode du dernier étage par la commande unique, avec accord séparé de circuit d'antenne, présente par rapport à l'accord global le très grand avantage d'éviter automatiquement tout régime dangereux pour les lampes du dernier étage, lorsque le circuit d'antenne est désaccordé, ce qui se reproduit à chaque changement d'onde.

Cet étage est modulé en contrôle d'anode, par la chaîne BF décrite ci-dessus.

Partie alimentation. — L'alimentation de l'émetteur nécessite : une source alternatif monophasé à 50 p/sec pour le chauffage des filaments et une source continu à 425 V pour toutes les tensions anodiques.

Dans le cas le plus courant où le réseau de bord est continu 24 V ou 110 V, l'alimentation se fait par groupe convertisseur tournant à un seul circuit magnétique, disposition donnant le rendement le plus élevé possible.

La tension alternative à 50 p/sec est prise sur deux bagues reliées à deux lames opposées du collecteur basse tension (côté moteur).

La tension continue à 425 V est obtenue à partir d'un induit disposé dans les mêmes encoches que l'induit moteur.

Ce groupe est convenablement déparasité pour éviter les perturbations à la réception.

b. Récepteur. — *Partie radioélectrique* (suivant schéma *fig.* 3). — En réception, l'antenne est couplée à un circuit sélecteur attaquant une amplificatrice du type EBF 32; le circuit d'anode de

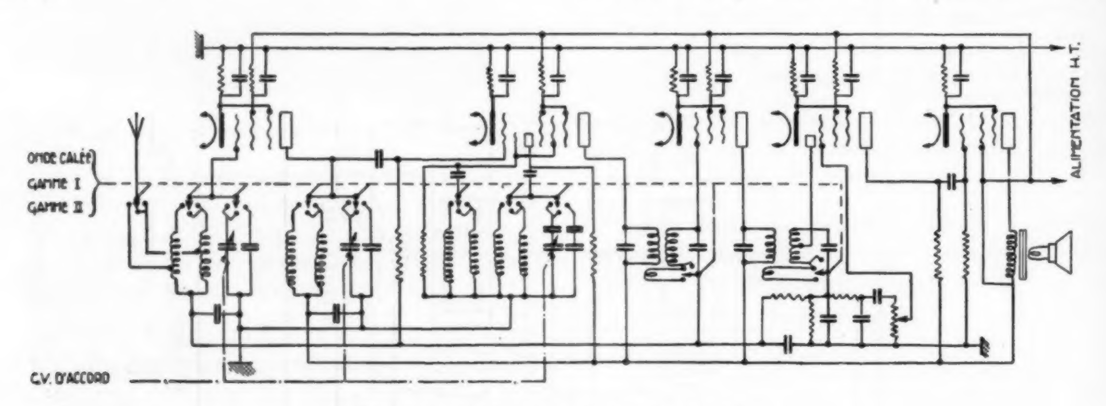


Fig. 3. — Schéma de principe du récepteur.

cette lampe commande la grille signal d'une mélangeuse du type ECH 33 dont les éléments triodes sont montés en oscillatrice.

La moyenne fréquence (472 Kc/sec) est sélectée par un ensemble de quatre circuits couplés deux à deux et comportant une amplificatrice EBF 32. Dans la position « veille », la bande passante est élargie par augmentation du couplage de chacune des paires de circuits.

La détection s'opère par les diodes d'une EBF 32 dont la partie pentode sert de préamplificatrice BF; une lampe de sortie du type R 805 actionne soit une paire d'écouteurs, soit un haut-parleur. Ce dernier est mis automatiquement hors service par enfichage du casque dans son jack.

Les particularités suivantes sont à signaler :

Sur la position « veille », un combinateur permet d'utiliser les selfs de la première sous-gamme, mais il élimine les condensateurs variables et les remplace par des condensateurs ajustables réglés très exactement sur l'onde de veille (1650 Kc).

D'autre part, il est prévu deux fourchettes mobiles colorées l'une en rouge et l'autre en bleu que l'on peut faire tourner en face du cadran en agissant, à l'aide d'un tournevis, sur deux vis *ad-hoc* visibles à la partie inférieure du cadran. Ces fourchettes permettent aux opérateurs de repérer à l'avance deux zones dans l'intérieur desquelles ils devront amener l'aiguille du bloc des condensateurs variables suivant l'onde de travail choisi.

Cette disposition permet si, au cours d'une vacation on a bien réglé le récepteur sur l'onde de trafic, de se replacer automatiquement sur la même onde en agissant seulement sur le combinateur « veille, onde 1, onde 2 » après avoir entendu l'onde d'appel sur le circuit de veille à réglage indépendant.

Partie alimentation. — L'alimentation est autonome afin de ne pas obliger à faire tourner le groupe d'émission pendant la durée plus ou moins longue de la veille en dehors du trafic effectif. La basse tension est prise sur les accumulateurs 24V; la H. T. est fournie par un convertisseur tournant Pullmann convenablement filtré et antiparasité, alimenté lui aussi par la batterie d'accumulateurs 24 V.

c. Dispositif de passage d'émission à réception (alternat). — La liaison bilatérale se fait en alternat, c'est-à-dire que les émetteurs des deux correspondants fonctionnent alternativement sur une même longueur d'onde.

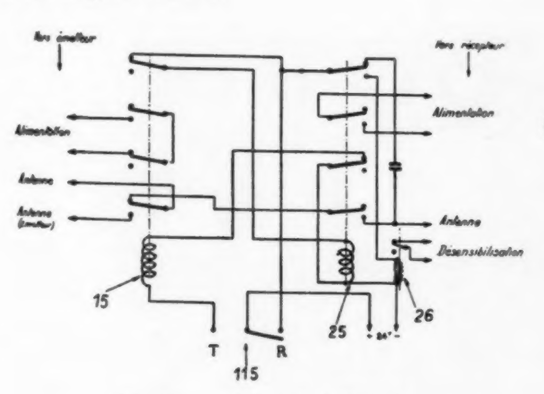


Fig. 4. — Schéma de l'alternat.

Sur chaque installation, l'antenne étant commune à l'émission et à la réception, le fonctionnement en alternat nécessite donc les opérations suivantes (schéma suivant *fig.* 4) :

— Inversion de l'antenne;

— Alimentation alternée de l'émetteur et du récepteur;

— Désensibilisation du récepteur durant l'émission et l'inversion, pour éviter, d'une part, la saturation de celui-ci, d'autre part, les clocs de commutation.

En conséquence, les opérations doivent se faire, dans les deux sens, dans un ordre rigoureusement déterminé, assuré par la succession des fermetures des contacts, ainsi qu'on peut le voir sur le schéma.

Le relais 15 est monté dans l'émetteur.

Les relais 25 et 26 sont montés dans le récepteur.

IV. Description de l'ensemble de l'installation.

L'ensemble de l'installation est composé de :

— Un bloc émetteur-récepteur dont la figure 1 donne une vue d'ensemble;

— Un microphone;

— Un groupe convertisseur rotatif pour l'alimentation de l'émetteur;

— Un interrupteur-disjoncteur pour le démarrage et la protection du groupe ci-dessus.

Bloc émetteur-récepteur. — Il est composé de deux châssis placés l'un au-dessus de l'autre, ainsi qu'on peut le voir sur la figure 1. Ceux-ci, assemblés par quatre boulons accessibles par les cases 3 et 4, peuvent être rapidement désaccouplés.

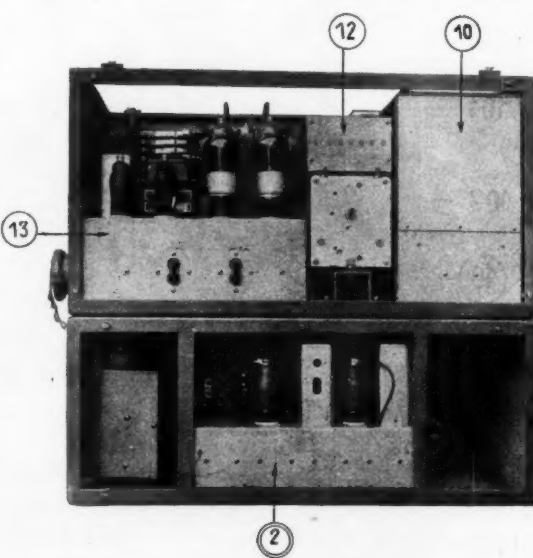


Fig. 5. — Vue arrière du bloc émetteur-récepteur.

Les dimensions d'ensemble sont les suivantes :

Hauteur..................	60 cm
Largeur...........	60 »
Profondeur...............	36 »

L'ensemble se fixe sur une table ou une console par l'intermédiaire de quatre amortisseurs en caoutchouc; de plus il est prévu une fixation latérale, contre une cloison par exemple, avec deux amortisseurs identiques, placés en haut et à l'arrière du poste pour empêcher son arrachement dans les mouvements violents du bateau.

Le châssis supérieur contient l'émetteur proprement dit « 1 ».

Le châssis inférieur contient, en son centre, le récepteur « 2 »; la case « 3 » contient le groupe convertisseur alimentant le récepteur et la case « 4 » peut recevoir le microphone.

Le récepteur, très léger et d'un volume réduit est réalisé sous forme de tiroir (*fig.* 6) pouvant être tiré facilement par l'avant pour les changements de lampes et les réparations éventuelles. Il est relié à un câble souple assez long pour permettre le fonctionnement en dehors de son logement; il peut être déconnecté grâce à une fiche amovible.

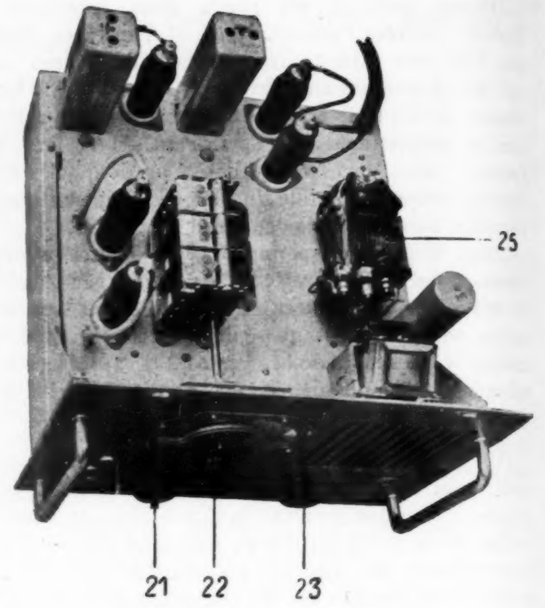


Fig. 6. — Récepteur.

L'émetteur est composé de plusieurs blocs assemblés directement dans le châssis supérieur. Pour permettre un accès très facile à tous les éléments, les panneaux

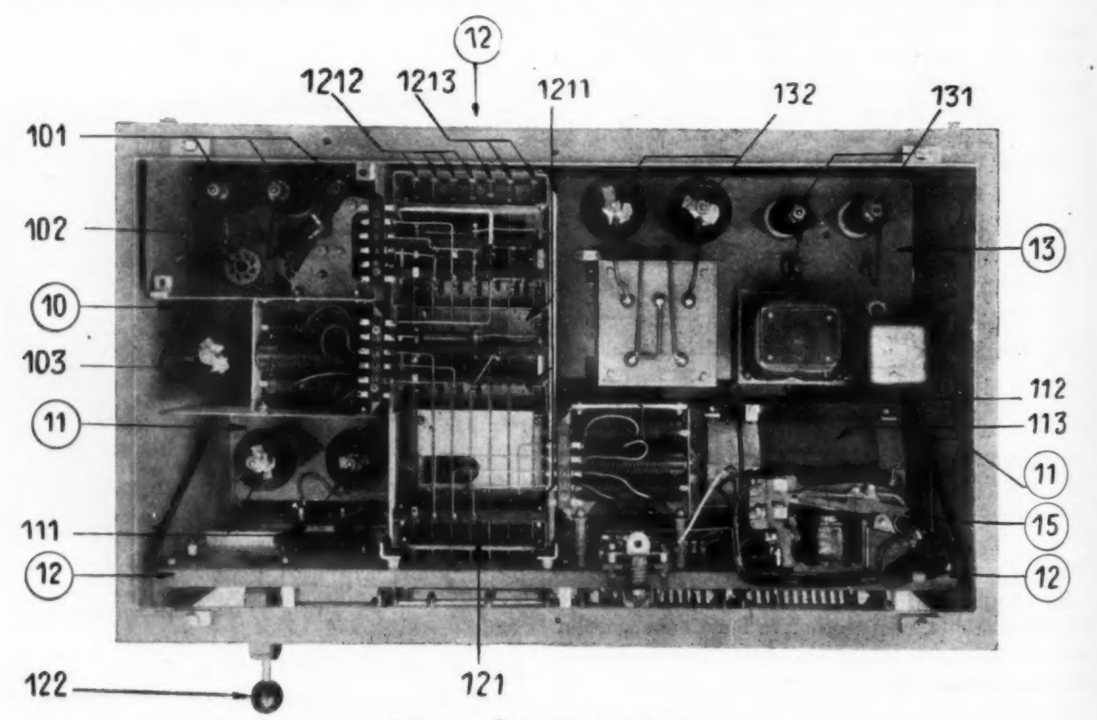


Fig. 7. — Émetteur vu en dessus.

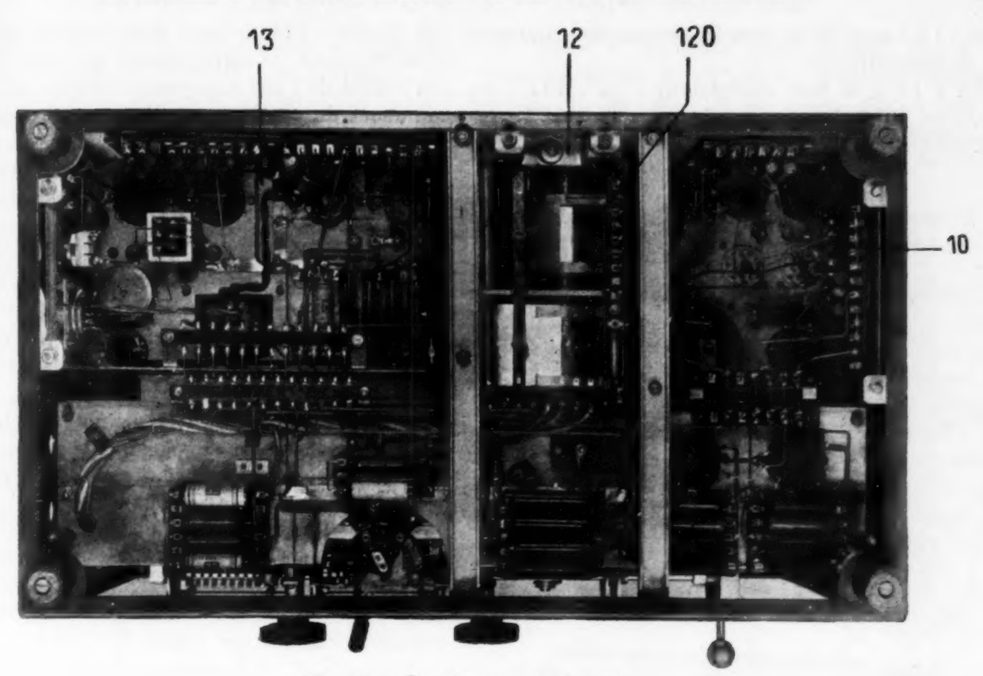


Fig. 8. — Émetteur vu en dessous.

de fermeture sont fixés par « clips » à manœuvre instantanée; la figure 5 montre l'ensemble émetteur-récepteur vu de l'arrière, panneaux enlevés, la figure 7 montre l'émetteur vu de dessus, couvercle enlevé (accès normal aux lampes). De plus, en désacouplant les deux châssis, opération très facile comme il a été précisé plus haut, on accède au-dessous de l'émetteur (*fig.* 8). Cette dernière vue montre particulièrement à quel point le montage a été étudié dans le détail pour permettre un accès très facile au moindre organe.

Sur les différentes vues citées, on voit :

— En « 10 » le bloc pilote et séparateur dont la construction de détail est donnée à titre d'exemple sur la figure 9; en « 101 » sont les trois pentodes EF 6 du pilote et en « 102 » les supports contenant les quartz avec leur circuit oscillant; en « 103 », la pentode 4654 du séparateur;

— En « 11 » le bloc du dernier étage H. F. : en « 111 » sont les deux pentodes 4654; en « 112 » les selfs de circuit oscillant (les petites selfs visibles sur le dessus, servent à l'alignement des sous-gammes); en « 113 », la self d'antenne.

Les condensateurs variables d'accord « 120 » et les dispositifs de commutation de sous-gamme « 121 » des trois étages H. F. sont réunis dans un

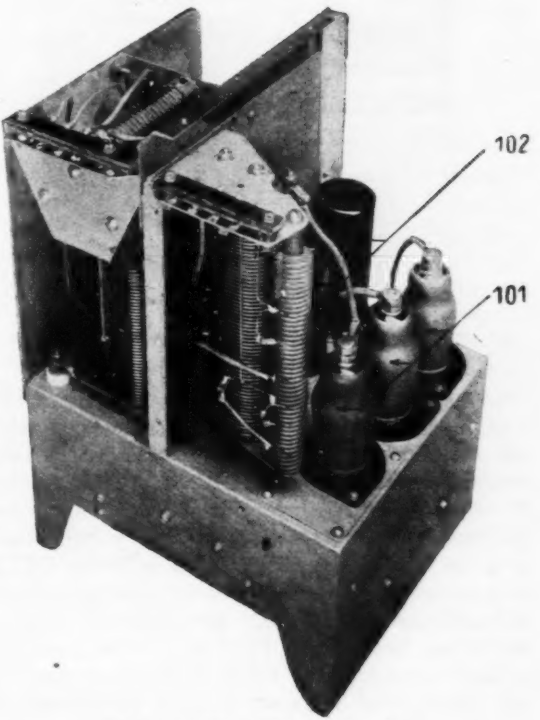


Fig. 9. — Bloc. Pilote, Séparateur.

bloc « 12 » supportant tous les organes de manœuvre et de commutation.

En « 13 », le bloc modulateur : en « 131 » les pentodes EF 6 du préamplificateur, en « 132 » les pentodes 4654 du modulateur.

V. Dispositif de commande mécanique de l'émetteur.

L'organe principal est le commutateur général de choix d'onde préréglée commandé par la manette 122 (*fig.* 10). Ce commutateur, de conception très simple, est essentiellement constitué par un axe 123, sur lequel sont montés trois barillets 124, 125 et 126 qui comprennent chacun, trois axes de manœuvre excentrés, fixés entre deux joues, correspondant respectivement aux trois ondes préréglées; ces axes de manœuvre sont munis de galets déplaçables latéralement.

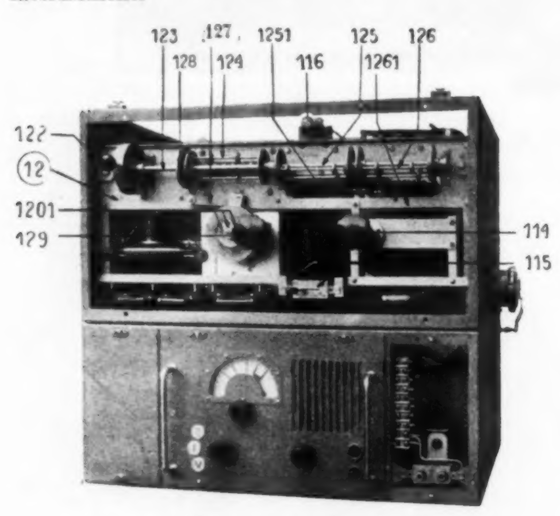


Fig. 10. — Émetteur, panneau avant enlevé.

Le barillet 124 manœuvre le commutateur 121 (visible sur la figure 7) dont les contacts, montés sur des barrettes en micalex moulé (1211) sont poussés par des tringles (1212 et 1213). Quatre de celles-ci (1212) correspondent aux quatre sous-gammes et commutent les contacts s'y rapportant dans les trois étages H. F.; les trois autres (1213) commandent, sur le pilote, les contacts permettant le fonctionnement à volonté sur quartz ou en auto-oscillation. Les tringles 1212 et 1213 sont munies à leur extrémité, d'un sabot de profil convenable, sur lequel vient appuyer le galet correspondant, lors de la rotation du barillet. Les axes de manœuvre du barillet 124 portent donc chacun deux galets l'un de choix de sous-gammes qui peut être placé en regard de l'une des quatre tringles 1212, l'autre de choix du système de pilotage qui commande la mise en ou hors circuit des oscillateurs à quartz.

Les barillets 125 et 126 ont leurs axes de manœuvre qui forment conducteurs et sont, en conséquence, isolés des joues à leurs extrémités par des canons en micalex moulé. En regard de chacun de ces barillets, sont disposées des lames de contact élastiques de forme convenable (1251 et 1261) sur lesquelles peuvent venir appuyer des galets dans le mouvement de rotation des barillets.

Le barillet 125 sert à l'ajustage du couplage d'antenne, les lames 1251 étant réunies à des prises de la self de couplage; le barillet 126 sert à l'ajustage de la self d'antenne, les lames 1261 étant réunies à des prise de la self d'accord antenne. Le galet correspondant à chaque position peut être ainsi amené en regard de la prise convenable. Sur chaque axe, un deuxième galet à position fixe, placé en regard d'une lame supplémentaire, amène le courant sur l'axe.

D'autre part, l'ensemble des trois condensateurs variables alignés, 120, servant à l'accord des circuits oscillants des trois étages H. F. et formant bloc avec le commutateur 121, est muni en bout d'arbre d'un dispositif d'encliquetage dont l'armement est commandé automatiquement par la manette 122. A cet effet, un mandrin claveté sur l'arbre du bloc condensateur, supporte trois disques à encoche d'encliquetage, correspondant aux trois longueurs d'onde préréglées; ces disques peuvent être bloqués sur le mandrin suivant l'orientation correspondant au réglage; les dispositifs de blocage individuels à chaque disque, d'un système classique, sont constitués par deux coins en acier, écartés par un pointeau poussé par une vis de blocage. Les vis de blocage des trois disques sont visibles en 1201.

Trois doigts d'encliquetage, 127, disposés en regard des trois disques, sont normalement poussés sur le champ de ceux-ci, par des ressorts. Une came, 128, montée sur l'axe général, 123, maintient levés les deux doigts ne correspondant pas à la position choisie; seul le doigt intéressé est laissé libre et, lorsqu'on fait tourner le condensateur, ce doigt vient s'engager, pour la position convenable, dans l'encoche du disque.

L'ensemble des condensateurs est commandé par le bouton 129, l'entraînement se faisant par démultiplicateur à friction.

Le variomètre d'accord d'antenne, 113, est commandé par le bouton, 114, l'entraînement se

faisant également par démultiplicateur à friction. Cet organe n'a pas de dispostif d'encliquetage, le réglage se faisant au maximum d'éclat d'une lampe au néon 116.

VI. Conditions d'utilisation de l'installation.

Elles se déduisent facilement des descriptions données ci-dessus. Deux cas sont à considérer :

Veille à la réception. — Dans ce cas, seul le groupe d'alimentation du récepteur est mis en route à l'aide du bouton 31 (*fig.* 1). L'inverseur 115 est mis sur la position R (réception). Le bouton 21 du récepteur est mis sur la position V correspondant à l'onde d'appel soit 1650 Kc (182 m) (le condensateur d'accord, 22, n'est pas en service et sa position n'importe donc pas).

Trafic. — Le groupe d'émission est également mis en marche à l'aide de son interrupteur de démarrage. L'émetteur et le récepteur sont réglés sur leur onde de trafic, le passage de l'un à l'autre se faisant par l'inverseur 115.

Réglage du récepteur sur une onde de trafic. — Placer la manette 21 sur la position 1 ou 2 suivant la sous-gamme choisie, puis tourner la manette 22 jusqu'à amener l'aiguille du cadran en regard du repère correspondant; retoucher légèrement s'il est nécessaire, en cours de trafic.

Réglage de l'émetteur. — Placer la manette A (122) sur l'une des trois positions correspondant à l'onde choisie, puis tourner le bouton B (129) jusqu'à l'amener à sa position d'encliquetage, enfin tourner le bouton C (114) jusqu'au maximum d'éclat de la lampe au néon 116.

Préparation initiale des réglages de l'émetteur (préréglages). — Cette opération est généralement effectuée dans les ports par un personnel spécialiste.

Pour accéder aux éléments d'ajustage et réglage, il faut enlever, d'une part, le capot de protection 14, pour démasquer les barillets 124, 125 et 126, d'autre part, le bouchon 15 pour démasquer les vis de blocage du positionneur. Ces caches sont tenus par de simples pinces élastiques (*fig.* 1).

Le poste se présente alors suivant figure 11.

Les opérations de réglage se déduisent immédiatement de la description faite précédemment. Pour vérifier les conditions de fonctionnement, un milliampèremètre à fiches peut être introduit



Fig. 11. — Émetteur, caches de réglage enlevée.

dans le circuit anodique du dernier étage. Les prises correspondantes sont démasquées en soulevant l'étiquette 16.

VII. Conclusions.

Cet exposé fait ressortir les facilités d'installation à bord, d'exploitation, d'entretien, et éventuellement de réparation du matériel décrit. La simplicité de conception mécanique, ainsi que la robustesse, tant mécanique qu'électrique de tous les éléments utilisés sont des gages de son excellente tenue.

Ce matériel répondant à de nombreux besoins, il a été possible d'envisager sa fabrication par séries importantes et de créer un outillage correspondant, permettant une fabrication régulière et soignée.

Les prototypes, après de nombreux essais en laboratoire, ont été installés à bord de chalutiers et longuement expérimentés. Les liaisons réalisées en parcours maritimes, dans des conditions confortables, dépassent largement 300 milles.

INFORMATIONS.

Au cours du mois de décembre dernier, la Société Française Radioélectrique a conclu avec la Société anglaise Decca Navigator un accord de licence pour le matériel d'émission et de réception connu sous le nom de « Navigateur Decca ».

Ce système de navigation, longtemps expérimenté en secret, a été mis en service pour la première fois sur une grande échelle le 6 juin 1944. L'Amirauté anglaise en effet l'a utilisé pour guider les bâtiments chargés d'effectuer le débarquement en Normandie. Ces manœuvres ont permis d'apprécier la haute précision du procédé, qui est de l'ordre de 25 m dans un rayon de 100 milles autour de la station principale d'émission.

Le système permet la comparaison immédiate, à bord de l'avion ou du bateau en déplacement, des phases des signaux reçus de deux stations fixes émettant des ondes entretenues pures (ondes moyennes ou longues) rigoureusement synchronisées. De la différence de phase, se déduit la différence des parcours effectués par les ondes entre les stations émettrices et la station réceptrice. Le lieu géométrique des diverses positions possibles du mobile correspondant à une différence de phase déterminée est une hyperbole ayant les deux émetteurs pour foyers.

De même, la comparaison des phases des signaux reçus de deux autres émetteurs permet de déterminer une deuxième hyperbole dont l'intersection avec la précédente détermine la position exacte du mobile.

On peut donc tracer à l'avance sur la carte des réseaux d'hyperboles de couleurs différentes, chaque réseau étant relatif à une paire d'émetteurs et chaque hyperbole correspondant à une différence de phase donnée.

Des phasemètres actionnés par les récepteurs commandent des compteurs dont il suffit de lire les indications pour connaître les numéros des hyperboles sur lesquelles on se trouve. L'appareillage de bord est donc très simple, d'un emploi facile et donne des lectures immédiates.

Les essais du Decca se poursuivent en Angleterre, en vue de la généralisation de son emploi. Une chaîne d'émission est en voie d'achèvement dans le sud-est de l'Angleterre, à laquelle succéderait un réseau de chaînes semblables, réparties dans le monde.

En outre, est étudiée la création de chaînes plus puissantes sur les côtes européennes et américaines en vue des traversées transatlantiques.

Il faut signaler également que la S. F. R. a conclu un accord avec la General-Electric Company of England pour la fabrication et la vente de certains appareils d'aviation.

Étant donné que l'occupation allemande interdisait à nos techniciens, durant ces dernières années, de mener jusqu'à complet achèvement certaines des études concernant le matériel radio d'avion nécessitant une expérimentation en vol, il a paru intéressant de pouvoir faire bénéficier immédiatement notre technique des réalisations pratiques les plus intéressantes mises au point dans ce domaine chez nos Alliés.

PRIX DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

L'Académie des Sciences, dans sa séance du 17 décembre 1945, a attribué le prix Henri Becquerel au titre de l'année 1945 à M. Robert Warnecke, Chef du Laboratoire de Recherche « Tubes Électroniques » de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil, pour ses travaux sur les tubes électroniques.

A cette occasion, nous rappelons que le prix du Général Ferrié a été attribué, au titre de l'année 1943, par l'Académie des Sciences dans sa séance du 20 décembre 1943 à M. Henri Gutton, Chef du Laboratoire de Recherches Physiques de la Compagnie Générale de Télégraphie sans fil, pour ses travaux sur la production et la propagation des ondes ultra-courtes.

ERRATA AUX « ANNALES DE RADIOÉLECTRICITÉ », N° 2.

Article de M. Ortusi.

Page	*Ligne*	*Colonne*	*Au lieu de*	*Lire*
87	15	de gauche	de dimensions tels	de dimensions telles
88	8	de droite	définies par [1 — I)] :	définies [1 — I] par :
90	4	de gauche	$H_\theta = - E_0 i \mathcal{H}_p^{(2)}(k\rho)$....	$H_\theta = - E_0 i \mathcal{H}_p'^{(2)}(k\rho)$....
90	8	de gauche	est $p = \;^{\pi}_{\theta_0}$	est $p = \frac{\pi}{\theta_0}$
94	sur l'axe des ordonnées de la figure 15		2, 1, 0, 1, 2	2, 1, 0, — 1, — 2
99	34	de droite	On a donc $I_0 = \frac{E_0}{Z_0}$	Puisque I_0 est proportionnel à I on a donc : $I = \frac{E_0}{Z_0}$
109	11	de gauche	le long du cylindre de ce dernier	le long de ce dernier
111	légendes des figures 44 et 45		définis page 140	définis page 110
111	annotations sur la figure 48		courbe $x = 0{,}66\, u$ ( )	courbe $x' = 0{,}66\, u$ ( )
112	3	de gauche	qui donne x	qui donne x'
114	sur la figure 53		A A	A′ A
128	36	de gauche	mesuré.	mesuré (*fig.* 91).
131	17	de droite	en AB	en A′B′

Article de Mlle Rabinovitch.

135	16	de droite	Δx_{n+1}	Δx_n
146	4	de droite	La méthode de Störmer	A. — La méthode de Störmer
146	17	de droite	La nouvelle méthode	B. — La nouvelle méthode
151	7	de droite	$= \tau + 2$.	$= \tau + 2$,
151	8	de droite	De (3)	de (3)

Article de M. Violet.

154	51	de droite	variations du retrai	variations du retrait

122880 — Imp. Gauthier-Villars, Pari[illegible]
Dépôt légal — 1946 — N° 1[illegible].
O. P. L. 31.[illegible].

